



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

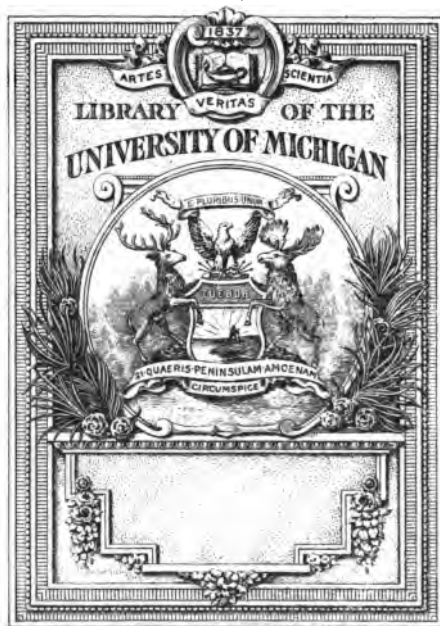
Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.



~~11-1-1~~

QC

1

.A613

ANNALEN
DER
PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CLI.



ANNALEN
DER
P H Y S I K
UND
C H E M I E.

SECHSTE REIHE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

ERSTER BAND.

NEBST ACHT FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, ¹⁸/₂ 1874.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

ANNALEN
DER
P H Y S I K
UND
C H E M I E.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

HUNDERTEINUNDFUNFZIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTUNDSIEBENUNDZWANZIGSTER.

NEBST ACHT FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1874.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.

Inhalt

des Bandes CLI der Annalen der Physik und Chemie.

Erstes Stück.

Seite

I. Ueber die elliptische Polarisation des Lichts und ihre Beziehung zu den Oberflächenfarben der Körper; von E. Wiedemann	1
II. Ueber elastische Schwingungen, deren Amplituden nicht unendlich klein sind; von F. Braun	51
III. Eine Untersuchung über Stabmagnetismus; von A. L. Holz	69
IV. Bestimmung des Emissionsvermögens schwarzer Körper mittelst der eiscalorimetrischen Methode; von A. Lehnebach	96
V. Theorie der elastischen Nachwirkung; von O. E. Meyer	108
VI. Die graphische Darstellung der Absorptionsspectren; von K. Vierordt	119
VII. Temporärer Dichroismus, hervorgebracht durch Zug; von A. Kundt	125
VIII. Ueber das Gleiten der elektrischen Funken; von K. Antolik	127
IX. Ueber die Ausbreitungs-Erscheinungen einiger Lösungen von Anilinfarben auf Wasser; von A. v. Obermayer	130
X. Bemerkungen zum Aufsatz des Prof. Roiti: Ist der elektrische Strom ein Aetherstrom? von E. Edlund	133
XI. Bemerkungen über die Einrichtung eines Dispersiometers; von A. Mousson	137
XII. Ein japanisches Spielzeug; von E. O. Erdmann	148
XIII. Ueber Doppelbrechung in einer bewegten Flüssigkeit; von J. C. Maxwell	151
XIV. Ueber kosmischen Staub, der mit atmosphärischen Niederschlägen auf die Erdoberfläche herabfällt; von A. E. Nordenskiöld	154

	Seite
XV. Noch einmal meine Bedenken gegen die Zöllner'sche Erklärung der Sonnenflecke und Protuberanzen; von Th. Reye	166
XVI. Zweite Notiz über eine Bestimmung der specifischen Wärme der Luft; von A. Kurz	173
XVII. Eine Prioritätsfrage; von M. Avenarius	175

(*Geschlossen am 12. März 1874.*)

Zweites Stück.

I. Das Wärmeleitungsvermögen des Quecksilbers unabhängig von der Temperatur; von H. Herwig	177
II. Thermochemische Untersuchungen; von J. Thomsen	194
XIII. Fortgesetzte Untersuchungen über einige Oxydations- und Reductionsmittel.	
III. Ueber fortführende Entladungen der Electricität; von W. C. Röntgen	226
IV. Ueber elastische Schwingungen, deren Amplituden nicht unendlich klein sind; von F. Braun (Schluss)	250
V. Ueber ein selbstregistrirendes Instrument zu meteorologischen Lichtmessungen in allgemein vergleichbarem Maasse; von H. E. Roscoe	268
VI. Untersuchung über die galvanische Polarisation und die Vertheilung des Stroms in Elektrolyten. Erste Abhandlung von F. C. G. Müller	286
VII. Ueber innere latente Wärme; von M. Avenarius	303
VIII. Notiz über die Magnetisirungsfunktionen verschiedener Eisenkörper; von A. Stoletow	316
IX. Unmittelbare manometrische Flammen; von J. Kohn	321
X. Ueber die Bewegung und Wirkung der Gletscher; von F. Pfaff	325

(*Geschlossen am 12. März 1874.*)

Drittes Stück.

I. Ueber die Photographie des Diffractionsspectrums und die Bestimmung der Wellenlänge der ultra-violetten Strahlen; von H. Draper	337
II. Ueber die Leitungsfähigkeit des Quecksilberdampfs für galvanische Ströme; von H. Herwig	350

III.	Ueber das galvanische Leitungsvermögen der Schwefelsäure und Salzsäure in seiner Abhängigkeit von der Temperatur; von O. Grotrian	378
IV.	Untersuchung über die galvanische Polarisation und die Vertheilung des Stromes in Elektrolyten; von F. C. G. Müller (Schluß)	398
V.	Ueber neue Schwefelsalze; von R. Schneider (Neunte Abhandlung)	437
VI.	Vorläufige Versuche zur Ermittlung des Verhältnisses zwischen den Dichtigkeits- und Elasticitäts-Veränderungen der Gase bei Drucken unterhalb einer Atmosphäre; von P. A. Siljeström	451
VII.	Experimentelle Bestimmung der Dielektricitätsconstante von Isolatoren; von L. Boltzmann	482
VIII.	Ueber das einfache euthyoptische Spektroskop; von F. Kessler	507
IX.	Ueber den Hemimorphismus des Rohrzuckers; von H. Baumhauer	510
X.	Berichtigung zu der Abhandlung „Ueber die Mischungswärme und specifische Wärme von Flüssigkeitsgemischen“; von A. Winkelmann	512

(Geschlossen am 17. April 1874.)

Viertes Stück.

I.	Theorie der Influenzmaschine; von W. Veltmann	513
II.	Experimentelle Bestimmung der Dielektricitätsconstante von Isolatoren; von L. Boltzmann (Schluß)	531
III.	Vorläufige Versuche zur Ermittlung des Verhältnisses zwischen den Dichtigkeits- und Elasticitäts-Veränderungen der Gase bei Drucken unterhalb einer Atmosphäre, von P. A. Siljeström (Schluß)	573
IV.	Ueber eine Variation der Senarmont'schen Methode zur Bestimmung der Isothermenflächen in Krystallen; von W. C. Röntgen	603
V.	Ueber die elektromotorische Kraft des Palladiums in den Gasensäulen; von E. Villari	608
VI.	Ueber einen Apparat zum Erweise der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls in Gasen; von A. Terquem	620
VII.	Ueber das vom übermangansauren Kali reflectirte Licht; von E. Wiedemann	625

	Seite
VIII. Apparat zur gefahrlosen Erzeugung und Verbrennung von Knallgas; von A. Gawalovski	628
IX. Selbstwirkender Aussüßsapparat; von Demselben	630
X. Exsiccator zu Entwässerungen in luftverdünntem Raume, ohne Anwendung der Luftpumpe; von Demselben	631
XI. Filtration mit Druck; von Demselben	632
XII. Ueber die Entstehungsweise der Kundt'schen Staubfiguren; von V. Dvořák	634
XIII. Ueber ein von W. Siemens construirtes Capillar-Galvanoskop	639
XIV. Der absolute Nullpunkt der Wärme; von Koppe	642
XV. Bemerkung über Zöllner's Werk: Photometrische Untersuchungen; von J. W. Berg	644

(Geschlossen am 14. Mai 1874.)

Nachweis zu den Figurentafeln.

Taf. I. — E. Wiedemann, Fig. 1, 1a, 1b, 2, 2a, 2b, 3, 3a, 3b, S. 35; Fig. 4, 5, 6, 7, S. 36. — Braun, Fig. 8, S. 263; Fig. 9, S. 264; Fig. 10, S. 265.

Taf. II. — Antolik, Fig. 1, S. 127; Fig. 2 u. 3, S. 128; Fig. 4 bis 7, S. 129. — Vierordt, Fig. 8, S. 121. — Mousson, Fig. 9, S. 137; Fig. 10, S. 142; Fig. 11, S. 144; Fig. 12, S. 147.

Taf. III. — Röntgen, Fig. 1, S. 227; Fig. 2, 3 u. 4, S. 229; Fig. 5 bis 9, S. 233; Fig. 10 bis 13, S. 235; Fig. 14, S. 243; Fig. 15, S. 245. Auch Fig. 1 bis 15, S. 249.

Taf. IV. — Roscoe, Fig. 1 u. 2, S. 270 u. 271. Die Curven S. 284 u. ff.

Taf. V. — Draper, S. 337.

Taf. VI. — Grottrian, Fig. 1, S. 379; Fig. 2, S. 395. — Siljeström, Fig. 3 u. 4, S. 453; Fig. 5, S. 459; Fig. 6, S. 462. — Boltzmann, Fig. 7, S. 488; Fig. 8 (fälschlich Fig. 2), S. 498; Fig. 9, S. 493; Fig. 10, S. 488.

Taf. VII. — Veltmann, Fig. 1, S. 515; Fig. 2, S. 520; Fig. 3, S. 521; Fig. 4, S. 527. — Gawalowski, Fig. 5, S. 628; Fig. 6, S. 630; Fig. 7, S. 631; Fig. 8, S. 632; Fig. 9, S. 632. — Lovering, Fig. 10 (der zugehörige Aufsatz folgt im nächsten Heft).

Taf. VIII. — Terquem, Fig. 1, S. 621; Fig. 2 u. 3, S. 622; Fig. 4, 5, 6 u. 7, S. 623, Fig. 8 u. 9, S. 624.

Berichtigungen.

Die in meiner Abhandlung über die Transpiration von Salzlösungen Bd. 150, S. 250 erwähnte Waage zur Bestimmung des specifischen Gewichts von Flüssigkeiten ist von Hrn. Westphal in Celle, nicht Calbe. Aufser der gröfseren (von mir benutzten) Waage liefert der genannte Herr noch eine kleinere, welche gestattet, das specifische Gewicht von sehr geringen Flüssigkeitsmengen (wenige Cubikcentimeter genügen) mit gröfser Genauigkeit zu bestimmen. Da bei der kleineren Waage der in die Flüssigkeit einzutauchende Thermometerkörper nur kleine Dimensionen hat, so ist es möglich, die Bestimmung auszuführen, ohne die Flüssigkeit aus dem Aufbewahrungsgefäße zu entfernen.

Die zu wiederholten Malen in derselben Abhandlung fälschlich vorkommende Formel Li Cl_2 für Li Cl bitte ich ebenfalls zu verbessern.

Rostock.

Theodor Hübner.

Zum Aufsatz von O. E. Meyer Bd. 151.

S. 113 Z. 9 statt X lies X_2

Zum Aufsatz von A. L. Holz Bd. 151.

S. 69 Z. 9 v. u. soll heißen: des Herrn G. R. statt: des G. R.

S. 69 Z. 4 v. u. soll heißen: letztere habe ich statt: dieselbe habe ich

S. 70 letzte Zeile, soll heißen: $\frac{1}{2} r^3 T \text{tg } \alpha$ statt: $\frac{1}{2} r T \text{tg } \alpha$

S. 72 Z. 16 v. o. soll heißen: XIII bis XVIII bemerkt, statt XIII bis XVIII,

S. 73 Z. 5 v. o. soll heißen: aber aufser diesem Anlassen der Stäbe wird noch besonders die Structurverschiedenheit durch die vorangegangene Art der Stahlbereitung bedingt, statt: aber aufser diesem Anlassen der Stäbe bedingt noch etc. etc.

S. 75 Z. 8 o. u. soll heißen: $\frac{3}{4}$ Mgr. statt $\frac{1}{4}$ Mgr.

Zum Jubelband.

In meinem Aufsatz: „Ueber die Fortschritte der Mineralchemie“ S. 381 des Jubelbandes ist dem Verzeichnifs Derer, welche in H. Rose's Laboratorium sich mit Mineralanalysen beschäftigt haben, leider der Name des Hrn. Prof. G. vom Rath ausgelassen worden. Es wäre also hinzuzufügen:

G. vom Rath: Apatit, Fahlerz, Grünstein.

Rammelsberg.

**I. Ueber die elliptische Polarisation des Lichtes
und ihre Beziehungen zu den Oberflächenfarben
der Körper; von Eilhard Wiedemann.**

(Aus den Berichten der Sächs. Gesell., 1872 vom Hrn. Verf. mitgetheilt.)

§. 1.

Die bereits von Arago beobachteten Veränderungen des Lichtes bei der Reflexion an Metallen wurden von Brewster¹⁾ im Jahre 1830 näher untersucht. Aus seinen Messungen berechnete Hr. Neumann²⁾ unter Zugrundelegung der Vibrationstheorie die Verzögerungen der in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Strahlen und das Verhältniß ihrer Amplituden nach der Reflexion, wenn es vor derselben gleich Eins war. Die Beobachtungen von Brewster beziehen sich theils auf weißes, theils auf mittleres rothes, gelbes und blaues Licht; dabei sind aber keine genaueren Angaben über den betreffenden Theil des Spectrums gemacht. Eine derartige Untersuchung nahm zuerst Hr. Jamin³⁾ vor. Er ermittelte in seiner Arbeit über die Farben der Metalle für die verschiedenen Theile des Spectrums den „Haupteinfallswinkel“, bei dem der Gangunterschied der in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Strahlen eine Viertelwellenlänge beträgt und den Winkel, dessen Tangente das Verhältniß der Intensitäten dieser beiden Strahlen bei dem Haupteinfalls-

1) Brewster, *Phil. Trans.* 1830. Vol. 2, pag. 287. Diese Ann. Bd. 21, S. 219. 1831.

2) Neumann, Diese Ann. Bd. 62, S. 89. 1832.

3) Jamin, *Ann. de chim. et phys. Sér. III. T. 22, p. 311.* 1848. Diese Ann. Bd. 74, S. 532. 1848.

winkel giebt. In seinen weiteren Arbeiten über die elliptische Polarisation des Lichtes bei der Reflexion an Metallen und durchsichtigen festen und flüssigen Körpern ¹⁾ wandte er stets homogenes rothes Licht an und fand seine Resultate in Uebereinstimmung mit den von Cauchy aufgestellten theoretischen Formeln. In einer ähnlicher Weise sind die sorgfältigen neueren Arbeiten von Hrn. Quincke ²⁾ angestellt, wobei derselbe auch den Einfluß der verschiedenen Herstellung der Metallspiegel und ihrer Dicke in Betracht zieht. Ausser von Hrn. Jamin besitzen wir noch von Hrn. van der Willigen ³⁾ Messungen, die sich auf Licht verschiedener Wellenlänge beziehen. Er ermittelte die Ellipticitätsconstanten für eine Reihe von Fraunhofer'schen Linien bei Indigo und Blutstein. Dabei ersetzte er, wie auch schon Hr. Jamin, das Verhältniß der Intensitäten beim Haupteinfallswinkel durch das Verhältniß der Amplituden; wir wollen diese Gröfse das „*Hauptamplitudenverhältniß*“ nennen. Er beschäftigte sich aber ebenso wenig, wie Hr. Jamin in seiner Arbeit über die Farben der Metalle, mit der Bestimmung der Verzögerungen und der Verhältnisse der Amplituden bei verschiedenen Einfallswinkeln. Die von Hrn. van der Willigen untersuchten Körper zeigen die sogenannten Oberflächenfarben, deren erste nähere Untersuchung wir, wenn auch nur in qualitativer Hinsicht, Haidinger ⁴⁾ verdanken. Außerdem hat Hr. Stokes über die Körper mit Oberflächenfarben und die elliptische Polarisation an denselben ⁵⁾ einige theoretische Bemerkungen veröffentlicht, die aber nur an qualitative Schätzungen und Beobachtungen anknüpfen.

1) Jamin, *Ann. de chim. et phys. Sér. III, T. 19.* 1847, 29. 1840, 31. 1851. Diese Ann. Erg. II, S. 437. Erg. III, S. 282 u. S. 269.

2) Diese Ann. Bd. 128, S. 541. 1866.

3) Diese Ann. Bd. 127, S. 464. 1862.

4) Neben anderen Stellen: *Berichte. d. Wiener Akademie* Bd. 8, S. 97. 1852.

5) *Phil. Mag. Vol. 6, p. 233.* Diese Ann. Bd. 91, S. 398. 1854, cf. auch O. E. Meyer, diese Ann. Bd. 145, S. 80. 1870.

In der vorliegenden Arbeit hat sich der Verfasser die Aufgabe gestellt, Messungen der elliptischen Polarisation bei der Reflexion an Körpern mit Oberflächenfarben für eine Reihe von Einfallswinkeln und für verschiedene Fraunhofer'sche Linien auszuführen, einmal um die früheren Schlüsse zu bestätigen, sodann um einige neue Gesichtspunkte für das noch so dunkle Capitel der Oberflächenfarben zu gewinnen.

§. 2.

Unter den von den verschiedenen Forschern benutzten Methoden leidet die älteste und directeste von Brewster¹⁾ an manchen Uebelständen. Bei ihr wird polarisirtes Licht von zwei parallel einander gegenüberstehenden Platten reflectirt, und es werden die Einfallswinkel bestimmt, bei denen nach zwei- oder mehrmaliger Reflexion das Licht wieder geradlinig polarisirt wird. Ausserdem wird die Lage der Polarisationsebene des reflectirten Lichtes gegen die des einfallenden aufgesucht. Die Ungenauigkeiten dieser Methode liegen einmal in der Unmöglichkeit, ganz gleiche Platten herzustellen; sind ferner die Platten nicht ganz eben, so mengt sich dem elliptisch polarisirten Licht durch diffuse Reflexion noch natürliches bei, wodurch eine Einstellung auf ein Minimum der Helligkeit statt auf Dunkelheit nothwendig wird. Da aber die Helligkeit des reflectirten Lichtes bei verschiedenen Einfallswinkeln nach einander untersucht werden, so vergeht zwischen je zwei Beobachtungen eine längere Zeit, und dadurch wird die Vergleichung sehr erschwert.

Neben dieser Methode benutzte Hr. Jamin²⁾ noch eine andere. Er liess das durch einmalige Reflexion elliptisch polarisirte Licht durch einen Kalkspath gehen und suchte die Lagen seines Hauptschnittes auf, bei denen der extraordinäre und ordinäre Strahl eine gleiche Helligkeit

1) *Phil. Trans.* 1830. Vol. 2, p. 287; Diese Ann. Bd. 21, S. 219. 1831.

2) *Ann. de chim. et phys. Sér. III, T. 29, p. 296.* 1850; Diese Ann. Erg. II. S. 437.

besitzen. Aus diesen Lagen können dann die Richtungen der Axen der von den Aethertheilchen beschriebenen Ellipsen bestimmt werden. Wie bereits Sénarmont hervorhob, ist die Genauigkeit einer derartiger Einstellung ziemlich gering und verschieden für verschiedene Individuen.

Sénarmont¹⁾ selbst hatte schon früher eine andere Methode angegeben. Er bediente sich der Combination eines Glimmerblättchens, in dem die beiden nach den Hauptschnitten polarisirten Strahlen einen Gangunterschied von einer Viertelwellenlänge erleiden und eines Kalkspathes, dem er in einzelnen Fällen noch einen Turmalin beifügte, um das eine Bild des Kalkspathes auszulöschen. Er stellte durch Drehen des Glimmerblättchens und Kalkspathes auf ein Minimum der Helligkeit des einen Bildes ein. Da er meinte, daß homogenes Licht zu lichtschwach sey, so wandte er nur weißes an und erhielt so Messungen für das mittlere Gelb, da beim Verschwinden dieser Farbe aus dem weißen Licht die Intensität des gefärbten am kleinsten ist.

Auch Hr. Stokes²⁾ hat später unter Ersetzung des Kalkspathes und Turmalins durch ein Nicol'sches Prisma diese Methode wieder aufgenommen und erklärt sich, ohne indeß die gemessenen Werthe anzugeben, mit der Genauigkeit zufrieden.

In seiner Arbeit über die elliptische Polarisation des Lichtes bei der Reflexion an der Oberfläche krystallinischer Medien benutzte ferner Sénarmont³⁾ eine vortreffliche aber leider nur für weißes Licht anwendbare Methode. Polarisiertes Licht, das durch die beiden Hälften einer Soleil'schen Quarzdoppelplatte gegangen war, wurde von einer das Licht elliptisch polarisirenden Fläche reflectirt und durch ein doppelbrechendes Prisma aufgefangen. Im Allgemeinen erscheinen sowohl die beiden durch den Kalkspath erzeugten Bilder der Quarzplatte unter einander,

1) *Ann. de chim. et phys.* T. 53, p. 337. 1840; Diese Ann. Erg. I, S. 451.

2) *Phil. Mag. Ser. IV, Vol. 2, p. 420*; Diese Ann. Erg. III, S. 475.

3) *Ann. de chim. et phys. Sér. III, T. 20. 1847*; Diese Ann. Erg. II, S. 513.

als auch in ihren einzelnen Hälften verschieden gefärbt. Man dreht den Kalkspath so lange bis die beiden Hälften des einen Bildes gleich gefärbt erscheinen; aus dieser Lage berechnen sich dann die Phasenunterschiede und die Amplitudenverhältnisse. Verhalten sich die reflectirenden Körper für die verschiedenen Farben nicht sehr nahe gleich, so haben aber Bestimmungen für das weisse Licht wenig Werth. Bei Anwendung homogenen Lichtes leidet die Methode auch an der Schwierigkeit, gleiche Helligkeiten zu vergleichen. Sie ist deshalb für unsern Zweck, wo gerade homogenes Licht untersucht werden soll, nicht brauchbar.

Die Jamin'sche ¹⁾ Methode, die auf der Anwendung des zu einem Meßinstrument umgewandelten Compensators von Babinet in Verbindung mit einem Nicol'schen Prisma besteht, ist wohl unstreitig von den bisher angewandten Methoden die beste. Doch muß man bei derselben schon von vorneherein homogenes Licht auf den Apparat fallen lassen, was stets umständlich und mit grossem Lichtverlust verbunden ist. Ferner giebt es, so viel mir scheint, kein einfaches Mittel, durch das eine genaue Orientirung der Axen der beiden Quarzkeile gegen die Einfallsebene und unter einander ermöglicht wäre. Ein Fehler in dieser Einstellung führt aber einen ebenso grossen Fehler in die Bestimmung der Lage der Axen der von den Aethertheilchen beschriebenen Ellipsen ein. Wie wenig genau ausserdem unter Umständen die Bestimmungen der Amplitudenverhältnisse sind, zeigt der höchst eigenthümliche Gang dieser Grösse bei einigen der so sorgfältigen Messungen von Hrn. Quincke. ²⁾ Auf die Mängel der Bestimmung der Einfallswinkel vermittelt der Jamin'schen Methode, bei der sie durch Coincidiren der Schatten verschiedener Fadenkreuze bestimmt werden, weist Herr Quincke ³⁾ auch bereits hin.

1) *Ann. de chim. et phys. Sér. III, T. 29, p. 263. 1850; Diese Annalen, Erg. III, S. 232.*

2) *Diese Ann. Bd. 128, S. 541. 1866. Tabelle XXX. a.*

3) *l. c. S. 546.*

§. III.

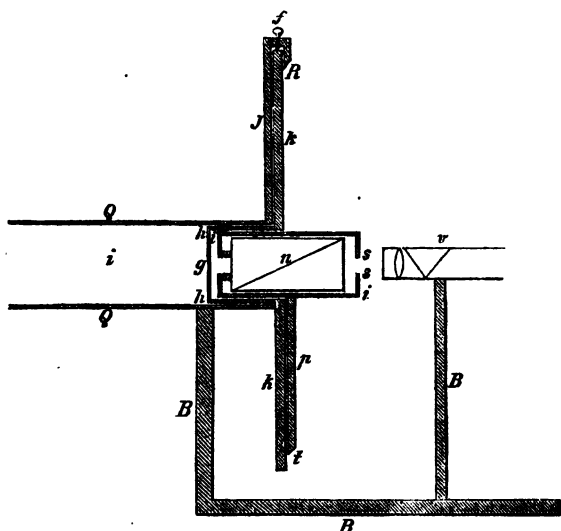
Um die Fehler und Schwierigkeiten der angeführten Methoden nach Kräften zu beseitigen, habe ich mich unter Zugrundlegung der von Sénarmont benutzten Verbindung eines Glimmerblättchens und eines Polarisators der folgenden Methode bedient.

Das von einem Heliostaten in das dunkle Zimmer reflectirte Sonnenlicht fiel auf das Collimatorfernrohr eines Spectrometers, welches von der *Soc. génév. pour la constr. d'appareil de phys.* gearbeitet war. Sein Kreis war bis auf Drittgrade getheilt. Um die Axe des Apparates konnten ein in der Mitte befindlicher Tisch, der durch drei Schrauben verstellbar war, ein Beobachtungsfernrohr und das Collimatorfernrohr gedreht werden; doch wurde letzteres meist fest gestellt. An allen drei Theilen waren Nonien angebracht, vermittelt deren man Winkel bis auf Minuten genau ablesen konnte.

Zu den Untersuchungen über die elliptische Polarisation wurden folgende Veränderungen vorgenommen. Das Rohr des Collimatorfernrohrs wurde sammt der Linse unverändert beibehalten. Den Spalt ersetzte ich durch einen etwas weiteren vertikalen von $2\frac{3}{4}$ Mm. Breite und 8 Mm. Höhe, über dessen Mitte ein horizontaler Faden gespannt war, und stellte ihn so ein, daß er sich im Brennpunkt der Collimatorlinse befand. Vor dem Spalt wurde ein in der Axe eines vertikalen Theilkreises drehbares Nicol-sches Prisma befestigt, dessen Stellungen mittelst eines Nonius bis auf 5' genau bestimmt werden konnten. Dies Nicol diente als Polarisator.

Das Beobachtungsfernrohr wurde (cf. Fig., welche einen schematischen Durchschnitt giebt) durch eine Messingröhre *Q* von gleicher Weite ersetzt, in welcher sich eine Hülse *k* drehte, die einen in Grade getheilten Kreis *k* trug. Die Theilung lief im entgegengesetzten Sinne des Uhrzeigers. Die Stellung dieses Kreises konnte an einem Nonius *R*, der an einem der Röhre *Q* angeschraubten Arme *J* befestigt war, abgelesen werden. Vermittelst einer

durch denselben Arm *J* hindurchgehenden Schraube *f* konnte der Kreis in jeder Lage festgehalten werden. Auf das im Innern der Röhre *Q* befindliche Ende der Hülse *h* war ein Glimmerblättchen *g* aufgeklebt (die beiden nach den Hauptschnitten polarisirten Strahlen erlitten in ihm einen Gangunterschied von etwa einer Viertelwellenlänge); auf seiner Fassung war die Richtung des einen Hauptschnittes, den wir den ersten nennen wollen, markirt. In



der Hülse *h* drehte sich eine zweite Hülse *i*, in welcher sich ein Nicol'sches Prisma *n* befand, die Hülse *i* trug an einem Arm *p* einen Nonius *t*, welcher auf der Theilung des Kreises *k* spielte; durch Blendungen *m* und *s* wurde alles seitliche Licht abgehalten.

Von der Röhre *Q* aus war ein starker Bügel *B* von Messing um den Kreis *k* herumgeführt, der ein kleines Spectroskop à vision directe von Browning *v* trug, dessen Axe mit den Axen der Hülse *h*, des Nicol *n* und der Röhre *Q* zusammenfiel und dessen denselben zugekehrter Spalt vertical stand.

Die Anwendung des Spectroskopes bot den großen Vortheil, daß man, ohne homogenes Licht von verschiedener Farbe auf den Apparat fallen zu lassen, unter Anwendung des weißen Sonnenlichtes nach einander in einer *ununterbrochenen* Beobachtungsreihe das Verhalten elliptisch polarisirten Lichtes von jeder durch die Fraunhofer'schen Linien im Spectrum bestimmten Wellenlänge untersuchen konnte.

Um nun den Apparat für die Untersuchung der elliptischen Polarisation bei der Reflexion an ebenen Flächen zu benutzen, konnte auf den mittleren Tisch in der Nähe seiner Drehungsaxe eine vertikale Metallplatte aufgeschraubt werden. Gegen diese wurde die zu untersuchende Spiegelplatte und darauf eine zweite mit einem weiten Ausschnitt versehene Metallplatte gelegt, die durch zwei Schrauben an ersterer festgehalten wurde. Das auf den Apparat fallende und durch das Nicol'sche Prisma gradlinig polarisirte Licht polarisirt die reflectirende Platte in der Mitte des Tisches elliptisch. Eine nähere Untersuchung dieses wird dann vermittelt der Combination des Nicol'schen Prismas und Glimmerblättchens in Verbindung mit dem Browning'schen Spectroskop für die verschiedenen Farben ausgeführt.

§. IV.

Der Gang der Untersuchung war folgender. Zuerst wurde unter Fortlassung der Metallplatte auf dem mittleren Tische die Axe des Collimatorfernrohrs, welche durch die Verbindungslinie der Mitte des Querfadens über den Spalt und der Mitte der Collimatorlinse gegeben ist, nach der bekannten Methode¹⁾ senkrecht zur Drehungsaxe ge-

- 1) Man stellt auf den Tisch des unveränderten Spectralapparates eine planparallele Glasplatte, erleuchtet das Fadenkreuz des Beobachtungsfernrohrs und zieht es so weit aus, bis das direct gesehene Fadenkreuz und das durch die Reflexion von der planparallelen Glasplatte entstehende Bild desselben bei Verschieben des Auges keine Verschiebungen mehr gegeneinander erleiden, dann steht das Fernrohr auf unendlich ein. Hierauf bringt man das Beobachtungsfernrohr dem Collimator gegenüber und zieht diesen so weit aus, daß das Bild

stellt. Hierauf wurde unter Weglassung des Browning'schen Spectroskopes die analysirende Vorrichtung der polarisirenden so gegenübergestellt, daß ihre Axen zusammenfielen. Das Glimmerblättchen und das Nicol'sche Prisma wurden so lange gegen einander gedreht, bis das vom ersten Nicol polarisirte Licht ausgelöscht war. Es fiel dann die bekanntlich der längeren Diagonale des Querschnittes entsprechende Polarisationssebene desselben mit dem einen Hauptschnitt des Glimmerblättchens zusammen. Es wurde hierbei beachtet, ob diese Coincidenz für den ersten, durch den Pfeil markirten, oder den anderen Hauptschnitt des Glimmerblättchens stattfand. Die Lage des am Nicol'schen Prisma befindlichen Nonius wurde notirt, wenn Pfeil und Längsdiagonale parallel lagen, im anderen Falle wurden noch 90° zur betreffenden Ablesung hinzugeaddirt. Diese Ablesung giebt eine der Nulllagen des Apparates.

Nach Entfernung der analysirenden Vorrichtung wurde statt ihrer das Beobachtungsfernrohr eingesetzt. Der Schnitt-

des Spaltes gegen das Fadenkreuz bei Verschiebung des Auges sich nicht mehr verschiebt. Dann bringt man den Schnittpunkt des Fadenkreuzes des Fernrohres, durch Drehen dieses um eine horizontale Axe, mit einem Punkte des Quersfadens über den Spalt zur Deckung, die Axen der beiden Fernröhre fallen dann zusammen. Durch Drehen des Fernrohres um eine verticale Axe sucht man das von der Glasplatte reflectirte Bild des Spaltes auf. Kann man nicht durch bloße Drehung um eine verticale Axe den Quersfaden und den Schnittpunkt des Fadenkreuzes zur Deckung bringen, so corrigirt man die Abweichung zum Theil durch Drehen der Glasplatte vermittelt der an dem früher erwähnten Tischchen befindlichen Schrauben und zum Theil durch Heben oder Senken des Collimator- und Beobachtungsfernrohres, sucht das von der Platte reflectirte Bild desselben auf, corrigirt, falls sich die Schnittpunkte der Fadenkreuze nicht zur Deckung bringen lassen, halb die Stellung der Glasplatte, halb die des Fernrohres. Durch Fortsetzung dieser Correctionen gelangt man dahin, daß sowohl direct gesehen, als auch im reflectirten Bild der Schnittpunkt des Fadenkreuzes auf den Quersfaden des Spaltes fällt, und das auch das reflectirte Bild des Fadenkreuzes mit diesem selbst zur Deckung durch bloßes Drehen um eine verticale Axe gebracht werden kann. Dann stehen die beiden Fernröhre senkrecht zur Drehungsaxe und diese liegt parallel der Ebene der Platte.

punkt eines Fadenkreuzes wurde auf die Mitte des quer über den Spalt laufenden Fadens eingestellt und die Lage des mit dem Fernrohr verbundenen Nonius abgelesen. Sie sey a . Alsdann wurde auf dem Tischchen die zu untersuchende Platte, welche bei der Reflexion das Licht elliptisch polarisirt (ein Metallspiegel u. s. f.), befestigt, ihre Ebene parallel der Drehungsaxe gestellt, indem man sie mit den 3 Schrauben so lange verstellte, bis der Quersfaden über den Spalt im reflectirten Licht durch den Schnittpunkt des Fadenkreuzes ging. Der mit dem Tischchen verbundene Nonius wurde dann auf 0 gestellt, der Schnittpunkt des Fadenkreuzes auf die Mitte des Spaltes im reflectirten Licht eingestellt und der Nonius am Beobachtungsfernrohr abgelesen. Die Ablesung ergebe b . Es ist dann der Einfallswinkel der von dem Spiegel reflectirten Strahlen gleich

$$90 - \frac{b-a}{2}.$$

Ist dann bei ferneren Beobachtungen der Tisch mit dem Spiegel gegen seine Nullstellung um c Grad gedreht, so ergibt sich der Einfallswinkel ohne weitere Beobachtung

$$i = 90 - \frac{b-a}{2} - c.$$

Das Ocularfernrohr wurde darauf entfernt und statt seiner die Combination des Glimmerblättchens mit dem Nicol eingesetzt und das Nicol'sche Prisma so eingestellt, daß seine Polarisationsebene mit einem der Hauptschnitte des Glimmerblättchens zusammenfiel (dann wirkt die analysierende Vorrichtung wie ein einfaches Nicol'sches Prisma). Nun drehte man die ganze Vorrichtung mittelst des Kreises k und gleichzeitig das polarisirende Nicol so lange, bis das an der spiegelnden Platte reflectirte Licht, das im Allgemeinen elliptisch polarisirt ist, ausgelöscht wurde. Jetzt fiel die Polarisationsebene des polarisirenden Nicol'schen Prismas mit der Einfallsebene zusammen oder stand senkrecht darauf, indem nur in diesen beiden Fällen metallisch wirkende Körper polarisirtes einfallendes Licht auch

als gradlinig polarisirtes reflectiren. Welches von beiden der Fall war, entschied wieder die Lage der Längsdiagonale des Querschnittes am polarisirenden Nicol. Durch diese Bestimmung ist auch die Lage des durch den Pfeil bezeichneten Hauptschnittes gegeben.¹⁾

Hierauf drehte man das polarisirende Nicol'sche Prisma um einen bestimmten Winkel gegen die Einfallsebene, die Tangente des Neigungswinkels ergab dann das Verhältniß der in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Lichtstrahlen. Nach Vorsetzung des Browning'schen Spectroskopes wurde darauf das Glimmerblättchen und das zugehörige Nicol'sche Prisma so lange gegeneinander gedreht, bis ein dunkler Streifen im Spectrum erschien; derselbe wurde durch weiteres Drehen auf eine Fraunhofer'sche Linie gerückt und dort auf ein Maximum der Dunkelheit gebracht. Wie später gezeigt werden wird, giebt es zwei wirklich, d. h. nicht um 180° verschiedene Lagen des Glimmerblättchens und des Nicol'schen Prismas, bei denen dies eintritt; sie wurden beide notirt.

Die Erscheinung eines schwarzen Streifens im Spectrum zeigt an, daß das an der spiegelnden Fläche elliptisch polarisirte Licht durch den Durchgang durch das Glimmerblättchen wiederum linear polarisirt ist, und daß seine Polarisationsebene (die wiederhergestellte Polarisationsebene) auf der Polarisationsebene des analysirenden Nicols senkrecht steht.

§. 5.

Hat das Glimmerblättchen eine solche Dicke, daß für Licht von mittlerer Brechbarkeit die nach den Hauptschnitten polarisirten Strahlen einen Gangunterschied von

- 1) Die an dem Collimatorfernrohr befestigte Linse stört hier, wie bei den folgenden Versuchen, die Polarisationserscheinungen nicht; die etwa zu befürchtende Depolarisation des Lichtes durch die Linse ist nicht merklich. Denn wurde dieselbe zwischen zwei auf eine helle Lichtquelle gerichtete Nicols eingeschaltet, so konnte mit gleicher Sicherheit auf Dunkelheit eingestellt werden, wie ohne die Linse. Dagegen ermöglichte sie eine genaue Bestimmung der Einfallswinkel, die bei dem Jamin'schen Verfahren nicht so gut ausführbar erscheint.

einer Viertelwellenlänge ($\frac{\lambda}{4}$) besitzen, so sind die Abweichungen für die übrigen Theile des Spectrums nicht so bedeutend, daß wir nicht wenigstens für qualitative Versuche sie vernachlässigen könnten. Da bei dem Haupteinfallswinkel für eine beliebige Farbe der Gangunterschied der in und senkrecht zu der Einfallsebene poralisirten Strahlen $\frac{1}{4}\lambda$ ist, so wird in diesem Falle das elliptisch polarisirte Licht auf geradliniges zurückgeführt, wenn der eine Hauptschnitt des Glimmerblättchens in der Einfallsebene liegt, und man kann dann durch alleiniges Drehen des Nicol'schen Prismas einen schwarzen Streifen für die betreffende Farbe erzeugen. Ist umgekehrt der eine Hauptschnitt in die Einfallsebene gestellt, und gelingt es durch bloßes Drehen des Nicols bei einem bestimmten Einfallswinkel den schwarzen Streifen im Spectrum für eine Farbe hervorzurufen, so ist der betreffende Einfallswinkel der Haupteinfallswinkel für diese Farbe und die Neigung der Polarisationssebene des Nicols gegen die Einfallsebene bestimmt das Hauptamplitudenverhältniß. Es lassen sich so die Haupteinfallswinkel annähernd ohne genauere Messungen bestimmen und in einzelnen Fällen schon gewisse Eigenthümlichkeiten ihres Verlaufes für die verschiedenen Farben ermitteln. Bringt man also z. B. den Hauptschnitt des Glimmerblättchens bei einem Einfallswinkel in die Einfallsebene und verschwindet beim Drehen des Nicols auf einmal das ganze Spectrum oder größere Theil desselben, so zeigt dies, daß die ausgelöschten Farben nahe denselben Haupteinfallswinkel und nahe dasselbe Hauptamplitudenverhältniß besitzen. Verschwinden dagegen beim alleinigen Drehen des Nicols nach einander verschiedene Theile des Spectrums, so haben diese Farben denselben Haupteinfallswinkel, aber verschiedene Hauptamplitudenverhältnisse.

§. VI.

Für genauere qualitative Bestimmungen bedarf es noch einer mathematischen Ableitung der zu bestimmenden

Größen aus den beobachteten Werthen. Sind m und n die Ablesungen an dem Arm R und dem Nonius t , wenn der erste Hauptschnitt des Glimmerblättchens und die Polarisationssebene des Nicol'schen Prisma in der Einfallsebene liegen, m_1 und n_1 dagegen die Ablesungen von R und t bei einem beliebigen Einfallswinkel und einem Auftreten des dunkeln Streifen, so ist die Neigung des Hauptschnittes des Glimmerblättchens bei dieser Lage gegen die erste

$$\varphi = m - m_1;$$

die Neigung ψ' der durch die Einschaltung des Glimmerblättchens wiederhergestellten Polarisationssebene gegen den Hauptschnitt des Glimmerblättchens aber

$$\psi' = n_1 - n + 90.$$

Diese beiden Größen hängen ab

1. von der Verzögerung der beiden in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten, von der Spiegelfläche reflectirten Strahlen,
2. von dem Verhältniß der Amplituden dieser beiden Strahlen,
3. von der Verzögerung, die die beiden, durch das Glimmerblättchen gehenden Strahlen in diesem erleiden. Es ist diese für jede Farbe eine andere Constante.¹⁾

In der Einfallsebene liege die x Axe, der Lichtstrahl selbst bilde die z Axe, die Verschiebung parallel der x Axe sey u , parallel der y Axe v , die Phasenänderungen der parallel und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Componenten seyen δ und ε und das Verhältniß der Amplituden dieser beiden Strahlen nach der Reflexion sey $\tan \psi$, wenn es vor derselben gleich Eins war, dann sind die Bewegungsgleichungen des reflectirten Strahles

$$(1) \quad \dots \quad \begin{cases} u = \cos \psi \sin(t + \delta) \\ v = \sin \psi \sin(t + \varepsilon) \end{cases}$$

Schalten wir in den Weg des Lichtstrahles ein Glimmer-

1) Die folgende Ableitung ist in ihren Grundzügen von Hrn. Kirchhoff gegeben.

blättchen ein, so können durch dieses nur Strahlen gehen, deren Schwingungen parallel den beiden Hauptschnitten stattfinden. Um die Strahlen nach ihrem Durchgang durch das Glimmerblättchen zu untersuchen, wollen wir deshalb die Bewegungsgleichungen auf ein Coordinatensystem beziehen, dessen Axen x' und y' parallel den Hauptschnitten des Glimmerblättchens sind. In Bezug auf dieses Coordinatensystem lauten die Gleichungen

$$(2) \quad \dots \quad \begin{cases} u' = \cos \psi' \sin (t + \delta') \\ v' = \sin \psi' \sin (t + \epsilon') \end{cases}$$

$\delta' \epsilon' \psi'$ sind abhängig von der Neigung des zweiten Coordinatensystems gegen das erste. Geht nun das Licht durch das Glimmerblättchen, so werden die Phasen des parallel den beiden Hauptschnitten $x' y'$ polarisirten Lichtes um δ'' und ϵ'' geändert, so daß die Bewegungsgleichungen nach dem Austritt sind:

$$\begin{aligned} u'' &= \cos \psi' \sin (t + \delta' + \delta'') \\ v'' &= \sin \psi' \sin (t + \epsilon' + \epsilon''). \end{aligned}$$

Es finden sich nun zwei Lagen des Glimmerblättchens und des analysirenden Nicols, für welche

$$\delta' + \delta'' = \epsilon' + \epsilon' + \epsilon'' \text{ oder } \epsilon' - \delta' = - \{ \epsilon'' - \delta'' \}$$

ist. In diesem Falle ist das aus dem Glimmerblättchen austretende Licht linear polarisirt, da beide Strahlen gleiche Phasenänderungen erlitten haben, und $\operatorname{tg} \psi'$ giebt das Verhältniß der Verrückungen parallel x' und y' an. Den Winkel ψ' und den Neigungswinkel von x' gegen x geben aber die Messungen, so daß es möglich ist aus diesen Größen $\epsilon' - \delta'$ und $\epsilon'' - \delta''$, $\epsilon - \delta$ und $\operatorname{tg} \psi$ zu bestimmen. Diese Bestimmung ergiebt sich folgendermaassen: Ist φ der Neigungswinkel von x' gegen x , so ist

$$\begin{cases} u' = u \cos \varphi + v \sin \varphi \\ v' = -u \sin \varphi + v \cos \varphi \end{cases} \quad \dots \quad (3)$$

Setzen wir hierin für $u v u' v'$ ihre Werthe aus 1 und 2, so erhalten wir nach Auflösung der vorkommenden Sinus und Cosinus folgende Gleichungen in $\sin t$ und $\cos t$

$$\begin{aligned}
\cos \psi' \sin t \cos \varepsilon' + \cos \psi' \cos t \sin \delta' &= \cos \varphi \cos \psi \sin t \cos \delta \\
&+ \cos \varphi \cos \psi \cos t \sin \delta + \sin \varphi \sin \psi \sin t \cos \varepsilon \\
&+ \sin \varphi \sin \psi \cos t \sin \varepsilon \\
\sin \psi' \sin t \cos \varepsilon' + \sin \psi' \cos t \sin \delta' &= -\sin \varphi \cos \psi \sin t \cos \delta \\
&- \sin \varphi \sin \psi \cos t \sin \delta + \cos \varphi \sin \psi \sin t \cos \varepsilon \\
&+ \cos \varphi \sin \psi \cos t \sin \varepsilon.
\end{aligned}$$

Diese Gleichungen gelten für jedes t , es müssen also in jeder auf beiden Seiten die Coëfficienten von $\sin t$ und $\cos t$ gleich seyn, hieraus folgt folgendes System von Gleichungen:

$$\begin{aligned}
\alpha) \cos \psi' \cos \delta' &= \cos \varphi \cos \psi \cos \delta + \sin \varphi \sin \psi \cos \varepsilon \\
\beta) \cos \psi' \sin \delta' &= \cos \varphi \cos \psi \sin \delta + \sin \varphi \sin \psi \sin \varepsilon \\
\gamma) \sin \psi' \cos \varepsilon' &= -\sin \varphi \cos \psi \cos \delta + \cos \varphi \sin \psi \cos \varepsilon \\
\delta) \sin \psi' \sin \varepsilon' &= -\sin \varphi \cos \psi \sin \delta + \cos \varphi \sin \psi \sin \varepsilon
\end{aligned} \quad (4)$$

Quadrirt man α und β und addirt sie, quadrirt dann γ und δ und addirt sie und subtrahirt die beiden Summen von einander, so erhält man

$$(5) \quad \cos 2\psi' = \cos 2\psi \cos 2\varphi + \sin 2\psi \sin 2\varphi \cos (\varepsilon - \delta)$$

Multiplicirt man ferner β und γ , α und δ und subtrahirt die Producte, so erhält man

$$(6) \quad \sin 2\psi' \sin (\varepsilon' - \delta') = \sin 2\psi \sin (\varepsilon - \delta).$$

Multiplicirt man endlich α und γ , β und δ und addirt so findet man

$$\begin{aligned}
(7) \quad \sin 2\psi' \cos (\varepsilon' - \delta') &= -\sin 2\varphi \cos 2\psi \\
&+ \sin 2\psi \cos (\varepsilon - \delta) \cos 2\varphi.
\end{aligned}$$

Setzen wir zur Abkürzung

$$a = 2\psi$$

$$c = 2\varphi$$

$$B = \varepsilon - \delta$$

$$b = 2\psi'$$

$$A = 180 - (\varepsilon' - \delta')$$

so gehen Gl. 5, 6, 7 über in

$$(8) \quad \begin{cases} \text{I.} & \cos b = \cos a \cos c + \sin a \sin c \cos B \\ \text{II.} & \sin b \sin A = \sin a \sin B \\ \text{III.} & \cos a \sin c = \cos A \sin b + \sin a \cos c \cos B. \end{cases}$$

Diese Gleichungen haben dieselbe Form, wie die, auf die man bei der Untersuchung eines sphärischen Dreieckes gelangt, in dem $a b c$ die Seiten, $A B C$ die Winkel bezeichnen.

Ebenso wie dort ergeben sich daraus die folgenden Gauss'schen oder Delamberschen Formeln

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha) \cos \frac{a}{2} \sin \frac{B+C}{2} = \cos \frac{A}{2} \cos \frac{b-c}{2} \\ \beta) \sin \frac{a}{2} \cos \frac{B-C}{2} = \sin \frac{A}{2} \sin \frac{b+c}{2} \\ \gamma) \sin \frac{a}{2} \sin \frac{B-C}{2} = \cos \frac{A}{2} \sin \frac{b-c}{2} \\ \delta) \cos \frac{a}{2} \cos \frac{B+C}{2} = \sin \frac{A}{2} \cos \frac{b+c}{2} \end{array} \right.$$

Zunächst soll eine Relation für A gesucht werden. Wir zeigen, daß den Gleichungen 8) zwei Werthsysteme von φ und ψ' Genüge leisten; es ergibt sich dann daraus auch, daß wir zwei Lagen des Glimmerblättchens und Nicols finden können, für die an derselben Stelle des Spectrums Dunkelheit entsteht.

Ist die Gleichung 8) II.

$$\sin b \sin A = \sin a \sin B$$

durch einen Werth b_1 erfüllt, so genügt ihr auch ein zweiter Werth

$$b_2 = 180 - b_1$$

da

$$\sin b_1 = \sin (180 - b_1)$$

Führen wir diese beiden Werthe von b in 8) I. und 8) III. ein und bezeichnen die ihnen entsprechenden zwei c Werthe mit c_1 und c_2 , so geben diese Gleichungen leicht die gesuchte Relation.

Multiplicirt man I. mit $\sin c_1$ resp. $\sin c_2$, III. mit $\cos c_1$ resp. $\cos c_2$ und addirt, so ergeben sich dann die folgenden zwei Gleichungen

$$\cos b_1 \sin c_1 - \sin b_1 \cos c_1 \cos A = \sin a \cos B$$

$$\cos b_2 \sin c_2 - \sin b_2 \cos c_2 \cos A = \sin a \cos B.$$

Nach Subtraction dieser beiden Gleichungen von einander ergibt sich unmittelbar

$$\cos A = \frac{\cos b_1 \sin c_1 - \cos b_2 \sin c_2}{\sin b_1 \cos c_1 - \sin b_2 \cos c_2}$$

da nun

$$b_1 + b_2 = 180^\circ$$

so ist

$$\begin{aligned}\cos b_1 &= -\cos b_2 \\ \sin b_1 &= \sin b_2.\end{aligned}$$

Also ist

$$\cos A = \frac{\cos b_1}{\sin b_1} \left\{ \frac{\sin c_1 + \sin c_2}{\cos c_1 - \cos c_2} \right\}.$$

Nun ist aber

$$\frac{\sin c_1 + \sin c_2}{\cos c_1 - \cos c_2} = - \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{c_1 - c_2}{2}}.$$

Ferner ist

$$b_1 = 180 - b_2$$

also

$$b_1 = \frac{b_1}{2} + \frac{180 - b_2}{2}$$

$$\frac{\cos b_1}{\sin b_1} = \operatorname{cotg} \left\{ \frac{b_1}{2} + \frac{180 - b_2}{2} \right\} = - \operatorname{tg} \frac{b_1 - b_2}{2}$$

$$(10) \quad \cos A = \frac{\operatorname{tg} \frac{b_1 - b_2}{2}}{\operatorname{tg} \frac{c_1 - c_2}{2}}$$

Diese Gleichung bestimmt A , aber es bleibt noch unentschieden, ob wir es mit einem Winkel $+A$ oder $-A$ zu thun haben. Um dies zu entscheiden wurde das benutzte Glimmerblättchen mit einer gegen die Hauptaxe senkrecht geschnittenen Kalkspathplatte zwischen zwei gekreuzte Nicols gebracht. Es zeigte sich, daß, wenn die Hauptschnitte des Glimmerblättchens gegen das in der Kalkspathplatte erscheinende schwarze Kreuz um 45° geneigt waren, in der Richtung des mit dem Pfeil bezeichneten Hauptschnittes die Ringe eine Zusammenziehung erlitten. Daraus folgt, daß die nach diesem Hauptschnitt polarisirten Strahlen die verzögerten sind. Es ist also, da der Phasenunterschied der senkrecht und parallel zu dem Pfeil polarisirten Strahlen gleich

ist

$$\varepsilon'' - \delta''$$

$$\varepsilon'' - \delta'' > 0.$$

Nun ist aber auch

$$A = 180 + (\varepsilon'' - \delta'')$$

also

$$A > 180^\circ.$$

Hieraus ersehen wir, welcher der beiden Werthe für A aus der obigen Gleichung zu nehmen ist. So ist A vollständig bestimmt.

Aus dem Gleichungssystem 8) ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} \alpha) \quad \operatorname{tg} \frac{B-C}{2} &= \operatorname{tg} \frac{A}{2} \frac{\sin \frac{b-c}{2}}{\sin \frac{b+c}{2}} \\ \beta) \quad \operatorname{tg} \frac{B+C}{2} &= \operatorname{cotg} \frac{A}{2} \frac{\cos \frac{b-c}{2}}{\cos \frac{b+c}{2}} \\ \gamma) \quad \operatorname{tg} \frac{a}{2} &= \operatorname{tg} \frac{b-c}{2} \frac{\cos \frac{B+C}{2}}{\cos \frac{B-C}{2}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

oder nach Einführung von ψ' , φ und ψ

$$\left. \begin{aligned} \alpha) \quad \operatorname{tg} \frac{B-C}{2} &= \operatorname{cotg} \frac{A}{2} \frac{\sin (\psi' - \varphi)}{\sin (\psi' + \varphi)} \\ \beta) \quad \operatorname{tg} \frac{B+C}{2} &= \operatorname{cotg} \frac{A}{2} \frac{\cos (\psi' - \varphi)}{\cos (\psi' + \varphi)} \\ \gamma) \quad \operatorname{tg} \psi &= \operatorname{tg} (\psi' + \varphi) \frac{\cos \frac{B+C}{2}}{\cos \frac{B-C}{2}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

In dem System 12 bestimmen (α) und (β) die Werthe von $\frac{B-C}{2}$ und $\frac{B+C}{2}$, also auch den Werth von B , während (γ) den Werth von ψ giebt. Dadurch sind alle zu suchenden Gröößen als Functionen der beobachteten ψ und φ ausgedrückt. Bei der Bestimmung von B ist es

unbestimmt, ob B einen Werth α oder $180 + \alpha$ hat. Je nach der Annahme, ob bei senkrechtem Einfall die in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Strahlen einen Gangunterschied von keiner oder einer halben Wellenlänge erleiden, wird der eine oder andere dieser Werthe zu nehmen seyn. In dem Folgenden ist die erstere Annahme gemacht, die wohl auch die richtigere ist, da bei senkrechtem Einfall alles um den einfallenden Strahl symmetrisch liegt. Um ferner aus B die Verzögerung in Theilen von einer Wellenlänge zu erhalten, hat man seinen Werth noch durch 360 zu dividiren. Diese GröÙe bezeichnen wir mit δ' , das nicht mit dem δ in Gleichung 1 zu verwechseln ist. Wir können also den Gangunterschied und das Amplitudenverhältniß der in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Strahlen, und da durch diese beiden GröÙen die elliptische Polarisation des Lichtes vollständig gegeben ist, auch die letztere bestimmen. Je verschiedener die Ellipticität des Lichtes für die verschiedenen Farben ist, um so mehr werden die Lagen des Glimmerblättchens und des Nicol'schen Prismas für die verschiedenen Farben von einander abweichen, und um so genauere Resultate wird die Methode geben. Es haben nämlich, wenn die Ellipticität für die verschiedenen Theile sehr verschieden ist, trotzdem daß eine Farbe ausgelöscht ist, die umliegenden doch noch eine bedeutende Intensität; hierdurch ist eine gröÙere Schärfe des Streifens und damit eine gröÙere Genauigkeit der Einstellung bedingt.

§. VII.

Nach der oben angegebenen Methode wurden für zwei verschiedene Spiegel von Fuchsin (I und II), für einen Spiegel von Anilinviolett und für einen von Kupfer bei einer Reihe von Einfallswinkeln Messungen angestellt. Die Spiegel von Anilinviolett und Fuchsin waren durch Aufgießen von Lösungen der betreffenden Körper in Alkohol, auf Glasplatten hergestellt worden. Sie wurden erst einige Zeit nach ihrer Bereitung untersucht. Man

erhält dabei manchmal ziemlich gut spiegelnde ebene Flächen, doch konnte bis jetzt kein Verfahren gefunden werden, bei dem dies mit Sicherheit gelang. Das Mislingen beruht darauf, daß die betreffenden Körper sich mehr oder weniger krystallinisch niederzuschlagen pflegen. Versucht man durch Poliren spiegelnde Flächen der Substanzen darzustellen, so erleiden die oberflächlichen Schichten einen Druck, und da dieser nicht nach allen Seiten gleich ist, so sind nicht alle Richtungen auf den Spiegeln gleichwerthig. Bei dem einen, besseren, Fuchsinspiegel I wurden die Messungen bei Einfallswinkeln angestellt, die um je $2\frac{1}{2}^\circ$ auseinander lagen, bei den anderen Spiegeln standen sie um 5° von einander ab. Die Beobachtungen wurden für das Roth in der Gegend von C für die Linie D , für die Mitte zwischen den Linien E und b ($E\frac{1}{2}b$), die Linie F , und bei den Fuchsinspiegeln für einen Punkt des Spectrum, der etwa in der Mitte zwischen F und G ($F\frac{1}{2}G$) liegt, angestellt. Bei den Beobachtungen $E\frac{1}{2}b$ wurde der schwarze Streifen so eingestellt, daß seine beiden Ränder gleichweit von E und b abstanden. Die Messungen für $F\frac{1}{2}G$ sind ungenau, da sich einmal der betreffende Punkt nicht fest fixiren läßt, und das Spectrum in dieser Gegend schon ziemlich dunkel ist. Bei den Versuchen war stets die Polarisationssebene des polarisirenden Nicols um 45° gegen die Einfallsebene geneigt, so daß die Intensitäten der in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Lichtstrahlen vor der Reflexion gleich waren.

In der Zusammenstellung der Resultate enthalten für jeden Spiegel die Tabellen I und II die beobachteten Größen m_1 , m_2 und n_1 , n_2 , über ihnen stehen die Werthe von m und n (cf. pag. 11). Ferner geben III und IV die aus diesen Größen berechneten Werthe von δ' , nämlich δ_1 , δ_2 und von $\text{tg } \psi$, nämlich $\text{tg } \psi_1$, $\text{tg } \psi_2$ (die beiden Werthe dieser Größen entsprechen den beiden Werthesystemen m_1 , n_1 und m_2 , n_2). Tabelle V giebt die Mittelwerthe von δ_1 und δ_2 $\delta = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$ und von $\text{tg } \psi_1$ und $\text{tg } \psi_2$,

$\operatorname{tg} \psi = \frac{\operatorname{tg} \psi_1 + \operatorname{tg} \psi_2}{2}$ und $(\operatorname{tg} \psi)^2$, d. h. das Intensitätsverhältniß der in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Strahlen. In den Tabellen I bis V giebt die erste Verticalreihe den Einfallswinkel i . Tabelle VI endlich den Haupteinfallswinkel J , seine Tangente, die nach dem Brewster'schen Gesetz das Brechungsverhältniß des untersuchten Körpers für die betreffende Farbe giebt (s. weiter unten), das Hauptamplitudenverhältniß $\operatorname{tg} \Psi$ und das diesem entsprechende Hauptintensitätsverhältniß $(\operatorname{tg} \Psi)^2$. Die letzten Gröößen sind, falls der Haupteinfallswinkel nicht mit einem der beobachteten Einfallswinkel zusammenfiel, durch Interpolation gefunden. Das richtige Hauptamplitudenverhältniß liegt etwas höher als das so gefundene, da bei dem Haupteinfallswinkel das Amplitudenverhältniß ein Minimum erreicht.

Fuchsinspiegel I.

Er war von den untersuchten Spiegeln der beste und die Messungen an ihm die ausgedehntesten. Es lassen diese einen Schluss auf die bedeutende Genauigkeit machen, zu der man mit der angewandten Methode bei vollkommeneren Spiegeln, als sie mir zu Gebote standen, gelangen könnte, indem sie schon hier ziemlich groß ist.

Tabelle I.

Werthe von m_1 und m_2 .

$$m = 226\frac{1}{2}.$$

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F		$F\frac{1}{2}G$	
	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	m_2
79° 4	202 $\frac{1}{2}$	293 $\frac{1}{2}$	200 $\frac{1}{4}$	291 $\frac{1}{4}$	195	283	191 $\frac{3}{4}$	278 $\frac{1}{2}$	190	278
76 34	206	398 $\frac{1}{4}$	205 $\frac{1}{4}$	296 $\frac{1}{4}$	199	285 $\frac{1}{4}$	194 $\frac{1}{2}$	280		
74 4	211 $\frac{1}{2}$	303	210 $\frac{1}{2}$	301 $\frac{1}{2}$	203	289 $\frac{1}{2}$	197 $\frac{3}{4}$	282	194 $\frac{3}{4}$	283
71 34	215 $\frac{1}{2}$	307	214 $\frac{1}{2}$	306 $\frac{1}{2}$	207	293	201 $\frac{1}{2}$	284 $\frac{1}{2}$		
69 4	220 $\frac{1}{4}$	312 $\frac{1}{2}$	219 $\frac{1}{2}$	311	211 $\frac{1}{2}$	296 $\frac{1}{2}$	205	287 $\frac{1}{2}$	201	287
66 34	224	317	223 $\frac{1}{4}$	316	216 $\frac{1}{4}$	301	208 $\frac{1}{2}$	290		
64 4	229	320 $\frac{1}{2}$	228	320 $\frac{1}{4}$	220 $\frac{3}{4}$	305	213	294	207	296
61 34	232	324 $\frac{1}{2}$	232 $\frac{1}{4}$	334	226	310 $\frac{1}{2}$	217	298		
59 4	236	328 $\frac{1}{4}$	236	328	230 $\frac{1}{2}$	314 $\frac{1}{2}$	220 $\frac{3}{4}$	300	213	300 $\frac{1}{2}$
56 34	239 $\frac{1}{2}$	331	240	332	234	319 $\frac{1}{2}$	224 $\frac{1}{2}$	305		
54 4	242 $\frac{1}{2}$	334 $\frac{1}{2}$	243	334 $\frac{3}{4}$	239 $\frac{1}{2}$	324	230	309	222	309 $\frac{1}{2}$
51 34	245 $\frac{1}{2}$	337 $\frac{1}{2}$	246 $\frac{1}{2}$	337 $\frac{1}{2}$	243	327 $\frac{1}{2}$	233 $\frac{1}{2}$	313 $\frac{1}{4}$		
49 4	249	340 $\frac{1}{2}$	249	340 $\frac{1}{4}$	246	332	238 $\frac{1}{2}$	319	230	318
46 34	251	342 $\frac{1}{4}$	252	343	249 $\frac{1}{4}$	335 $\frac{1}{4}$	242	823		
44 4	254	344 $\frac{1}{2}$	254	345 $\frac{1}{2}$	251 $\frac{3}{4}$	338 $\frac{1}{2}$	245	326 $\frac{1}{2}$	238	327

Die angegebenen Zahlen sind wie alle folgenden das Mittel aus je drei Ablesungen, bei C und D beträgt in einem einzigen Fall der Unterschied der abweichendsten Zahlen $1\frac{1}{4}^0$, bei $E\frac{1}{2}b$ $\frac{3}{4}^0$, bei F 2^0 , doch überschreitet er meist $\frac{1}{2}^0$ nicht, bei $F\frac{1}{2}G$ sind dagegen die Unterschiede weit beträchtlicher.

Tabelle II.

Werthe von n_1 und n_2 .

$$n = 282^0 45'$$

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F		$F\frac{1}{2}G$	
	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n
79° 4	188	287 $\frac{1}{2}$	184	291	182 $\frac{1}{4}$	293 $\frac{1}{2}$	184 $\frac{1}{2}$	290 $\frac{1}{2}$	190 $\frac{1}{2}$	285
76 34	188	287	182 $\frac{3}{4}$	292 $\frac{3}{4}$	180 $\frac{1}{2}$	294 $\frac{1}{2}$	183	292		
74 4	187	289	181	294	178 $\frac{1}{4}$	297	181	294	190 $\frac{1}{2}$	284
71 34	187	287	180 $\frac{1}{2}$	294 $\frac{1}{2}$	177	298	180 $\frac{1}{2}$	295 $\frac{1}{2}$		
69 4	186 $\frac{1}{4}$	289 $\frac{1}{4}$	180	296	176	299 $\frac{1}{2}$	178	297 $\frac{1}{2}$	189	287
66 34	187 $\frac{1}{2}$	288 $\frac{1}{2}$	180	295 $\frac{1}{2}$	174 $\frac{3}{4}$	300 $\frac{3}{4}$	177 $\frac{3}{4}$	298 $\frac{1}{2}$		

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F		$F\frac{1}{2}G$	
	n_1	εn	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2
64° 4	187 $\frac{1}{2}$	288 $\frac{1}{2}$	180	195 $\frac{3}{4}$	174 $\frac{1}{2}$	301 $\frac{3}{4}$	175 $\frac{3}{4}$	299	188	287
61 34	187 $\frac{1}{2}$	288 $\frac{1}{2}$	181	295	173	301 $\frac{3}{4}$	175 $\frac{3}{4}$	299 $\frac{1}{2}$		
59 4	187 $\frac{1}{2}$	289	180 $\frac{1}{4}$	294	174	302	175	300 $\frac{1}{2}$	189	284
56 34	189	287 $\frac{1}{2}$	181 $\frac{3}{4}$	293 $\frac{3}{4}$	174 $\frac{1}{2}$	301 $\frac{1}{2}$	175	300 $\frac{1}{2}$		
54 4	188 $\frac{1}{2}$	287 $\frac{1}{2}$	182 $\frac{3}{4}$	293	175	300 $\frac{1}{2}$	174	301 $\frac{1}{2}$	190	289
51 34	189	287 $\frac{1}{2}$	183 $\frac{1}{2}$	292 $\frac{1}{2}$	176	299 $\frac{1}{2}$	174 $\frac{1}{2}$	300 $\frac{1}{2}$		
49 4	189	287 $\frac{1}{2}$	184 $\frac{1}{2}$	291 $\frac{3}{4}$	177 $\frac{1}{2}$	298 $\frac{1}{2}$	176 $\frac{1}{2}$	299 $\frac{1}{2}$	191	287
46 34	189 $\frac{3}{4}$	286 $\frac{1}{2}$	185 $\frac{1}{4}$	290 $\frac{1}{2}$	178 $\frac{1}{2}$	297	177	298 $\frac{1}{2}$		
44 4	190	285 $\frac{3}{4}$	186	289 $\frac{1}{2}$	180	295 $\frac{1}{2}$	179	297	196?	285

Für C und D betrugen die größten Abweichungen der Einstellungen 1° , für $E\frac{1}{2}b$ $1\frac{1}{2}^\circ$, für F 2° , doch blieben auch hier die Unterschiede meist weit unter dieser Grösse.

Tabelle III.

Werthe von δ_1 und δ_2 .

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F		$F\frac{1}{2}G$	
	$A = 257^\circ$		$A = 260^\circ$		$A = 277\frac{1}{2}''$		$A = 283''$		$A = 295^\circ$	
	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2
79° 4	0,036	0,034	0,061	0,058	0,063	0,064	0,046	0,042	0,012	0,012
76 34	0,040	0,038	0,081	0,080	0,078	0,074	0,059	0,055		
74 4	0,066	0,066	0,111	0,107	0,099	0,098	0,070	0,067	0,012	0,004
71 34	0,086	0,069	0,139	0,137	0,115	0,114	0,081	0,080		
69 4	0,153	0,142	0,186	0,185	0,137	0,137	0,099	0,097	0,024	0,026
66 34	0,215	0,234	0,235	0,236	0,164	0,165	0,113	0,112		
64 4	0,354	0,330	0,281	0,284	0,192	0,193	0,134	0,128	0,032	0,035
61 34	0,397	0,390	0,330	0,326	0,227	0,228	0,149	0,150		
59 4	0,432	0,414	0,358	0,367	0,260	0,259	0,175	0,167	0,038	0,013
56 34	0,458	0,446	0,390	0,392	0,288	0,294	0,200	0,199		
54 4	0,458	0,455	0,410	0,409	0,324	0,324	0,240	0,235	0,055	0,152
51 34	0,469	0,463	0,427	0,422	0,350	0,349	0,267	0,264		
49 4	0,472	0,466	0,437	0,434	0,374	0,385	0,316	0,309	0,423	0,368
46 34	0,479	0,474	0,450	0,447	0,392	0,393	0,345	0,340		
44 4	0,482	0,480	0,455	0,456	0,423	0,409	0,376	0,366	0,385	0,472

Der größte Unterschied zwischen den beiden Werthen beträgt bei C 24, D 9, bei $E\frac{1}{2}b$ 14 und bei F 10 Tausendstel, doch ist er meist weit geringer, so daß hier die Ge-

nauigkeit als genügend betrachtet werden kann. Die in der Tabelle V gegebenen Mittelwerthe sind deshalb etwa bis auf 5 Tausendstel genau.

Tabelle IV.

Werthe von $\operatorname{tg} \psi_1$ und $\operatorname{tg} \psi_2$.

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F		$F\frac{1}{2}G$	
	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$
79° 4	0,425	0,449	0,497	0,499	0,663	0,643	0,761	0,740	0,759	0,762
76 34	0,366	0,351	0,408	0,416	0,590	0,590	0,721	0,689		
74 4	0,258	0,283	0,337	0,342	0,534	0,521	0,638	0,638	0,666	0,648
71 34	0,197	0,199	0,285	0,282	0,480	0,468	0,606	0,583		
69 4	0,137	0,144	0,247	0,259	0,428	0,426	0,529	0,527	0,509	0,524
66 34	0,091	0,099	0,227	0,231	0,391	0,390	0,455	0,487		
64 4	0,113	0,107	0,231	0,236	0,361	0,370	0,434	0,429	0,393	0,340
61 34	0,151	0,156	0,240	0,248	0,360	0,345	0,375	0,365		
59 4	0,211	0,215	0,287	0,278	0,337	0,346	0,358	0,370	0,272	0,273
56 34	0,259	0,256	0,324	0,329	0,333	0,347	0,329	0,330		
54 4	0,320	0,319	0,360	0,368	0,365	0,366	0,328	0,334	0,104	0,123
51 34	0,371	0,376	0,415	0,411	0,391	0,381	0,326	0,311		
49 4	0,441	0,438	0,456	0,463	0,412	0,425	0,318	0,316	0,059	0,092
46 34	0,478	0,484	0,513	0,510	0,456	0,457	0,342	0,328		
44 4	0,542	0,530	0,548	0,555	0,511	0,492	0,363	0,348	0,085	0,210

Diese Zahlen zeigen, daß für C die größten Abweichungen der beiden Werthe für das Amplitudenverhältniß etwa $2\frac{1}{2}$ Hundertel, für D etwa 1 Hundertel, für $E\frac{1}{2}b$ 2 Hundertel, für F 3 Hundertel betragen, daß aber die Fehler im Allgemeinen weit kleiner sind; die folgende Tabelle, welche die Mittel giebt, enthält auch sehr angenähert die wahren Werthe der Amplitudenverhältnisse bis auf Hundertel genau.

Tabelle V.

Werthe von δ , $\operatorname{tg} \psi$ und $(\operatorname{tg} \psi)^2$.

i	C			D			$E_{\frac{1}{2}b}$			F			$F_{\frac{1}{2}G}$		
	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$
79° 4	0,035	0,437	0,191	0,060	0,498	0,248	0,063	0,653	0,427	0,044	0,750	0,562	0,012	0,761	0,579
76 34	0,039	0,358	0,128	0,080	0,412	0,170	0,076	0,590	0,348	0,057	0,705	0,500		0,657	0,432
74 4	0,066	0,260	0,068	0,109	0,339	0,115	0,098	0,527	0,278	0,068	0,638	0,407	0,008		
71 34	0,077	0,198	0,039	0,138	0,283	0,080	0,115	0,471	0,222	0,080	0,594	0,353			
69 4	0,147	0,140	0,020	0,186	0,253	0,064	0,137	0,427	0,182	0,098	0,528	0,279	0,025	0,515	0,265
66 34	0,224	0,095	0,009	0,235	0,229	0,052	0,164	0,390	0,152	0,113	0,470	0,221			
64 4	0,342	0,110	0,012	0,283	0,234	0,055	0,192	0,366	0,134	0,131	0,432	0,187	0,033	0,365	0,133
61 34	0,393	0,153	0,023	0,328	0,244	0,060	0,227	0,352	0,124	0,149	0,370	0,137			
59 4	0,423	0,213	0,045	0,363	0,283	0,080	0,260	0,342	0,117	0,170	0,364	0,132	0,028	0,272	0,074
56 34	0,452	0,257	0,066	0,391	0,327	0,107	0,291	0,340	0,110	0,200	0,330	0,109			
54 4	0,457	0,320	0,102	0,410	0,364	0,132	0,324	0,366	0,134	0,237	0,332	0,110	0,075	0,114	0,013
51 34	0,465	0,373	0,139	0,425	0,413	0,171	0,350	0,389	0,151	0,266	0,320	0,102			
49 4	0,468	0,440	0,194	0,435	0,460	0,212	0,379	0,418	0,175	0,313	0,317	0,101	0,400	0,064	0,004
46 34	0,477	0,481	0,231	0,449	0,511	0,261	0,392	0,457	0,209	0,342	0,335	0,112			
44 4	0,481	0,536	0,287	0,455	0,553	0,306	0,416	0,501	0,251	0,371	0,355	0,126	0,430	0,150	0,023

Tabelle VI.

Werthe von J , $\text{tg } \Psi$, $\text{tg } J$, $(\text{tg } \Psi)^2$.

	C	D	$E\frac{1}{2}b$	F	$F\frac{1}{2}G$	G
J	66°3	65°45	59°48	53°	50°23	(53°)
$\text{tg } \Psi$	0,084	0,225	0,340	0,320	0,020	
$\text{tg } J$	2,251	2,220	1,718	1,327	1,252	(1,327)
$(\text{tg } \Psi)^2$	0,007	0,051	0,116	0,102	0,0004	

Nachdem bei dem Haupteinfallswinkel für F der Hauptschnitt des Glimmerblättchens so eingestellt war, daß durch Drehen des Nicols bei der Linie F Dunkelheit erzeugt wurde, so sprang bei weiterem Drehen des Nicols der schwarze Streifen nach G , es zeigt dies nach den früheren Ausführungen, daß für F und G die Haupteinfallswinkel nahe gleich sind, nach dieser Bestimmung ist der obige Haupteinfallswinkel von G angegeben.

Fuchsinspiegel II.

Die Fuchsinsschicht war etwas dicker als bei dem ersten Fuchsinspiegel.

Tabelle I.

Werthe von m_1 und m_2 . $m = 227$.

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F		$F\frac{1}{2}G$	
	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	\hat{m}_2	m_1	m_2
79° 5	200	292	198½	290	194½	281¾	191	277¾	189	277½
74 5	209½	302	208	300	202	287¾	196¾	280½	193½	281½
69 5	218¾	311	218	309	210	295½	203¼	286	198½	285½
64 5	226¼	320	226½	318½	220¼	304¼	211	292½	204	290½
59 5	235½	327½	235½	327	229¼	313¾	218½	298¾	212½	298
54 5	242½	334¾	242½	334	239	323	229½	307	217¼	307
49 5	248½	340	249	340	245½	331	237¼	317	225	313
44 5	254	345	254	345	252	338	245	326¾		

Die grössten Abweichungen der drei Messungen, deren Mittel diese Zahlen sind, betragen für C 1° , für D 1° , für $E\frac{1}{2}b$ 1° für F 2° und für $F\frac{1}{2}G$ $2\frac{1}{2}^\circ$.

Tabelle II.

Werthe von u_1 und u_2 .

$$n = 282\frac{1}{2}.$$

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F		$F\frac{1}{2}G$	
	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2
79° 5	187	289	183	292	183	293 $\frac{1}{2}$	185	290	190 $\frac{1}{2}$	284
74 5	185 $\frac{1}{2}$	290	179 $\frac{3}{4}$	295 $\frac{1}{4}$	178 $\frac{1}{2}$	297 $\frac{1}{2}$	181 $\frac{1}{2}$	294 $\frac{3}{4}$	189 $\frac{1}{2}$	287 $\frac{1}{2}$
69 5	185 $\frac{3}{4}$	290 $\frac{1}{2}$	179	296	175	300 $\frac{1}{2}$	177 $\frac{1}{4}$	296 $\frac{3}{4}$	189 $\frac{1}{2}$	286 $\frac{3}{4}$
64 5	184 $\frac{1}{4}$	291 $\frac{1}{2}$	178 $\frac{1}{2}$	296 $\frac{3}{4}$	172	302 $\frac{1}{2}$	175	302 $\frac{1}{2}$	187 $\frac{3}{4}$	289 $\frac{1}{4}$
59 5	185 $\frac{1}{2}$	289 $\frac{1}{2}$	179 $\frac{1}{2}$	295 $\frac{3}{4}$	173	302 $\frac{1}{2}$	174	302 $\frac{1}{4}$	188	288
54 5	187 $\frac{1}{2}$	289	181 $\frac{1}{4}$	294 $\frac{1}{4}$	173 $\frac{3}{4}$	301 $\frac{1}{2}$	172 $\frac{3}{4}$	303 $\frac{1}{2}$	189 $\frac{1}{2}$	287
49 5	187 $\frac{1}{2}$	288 $\frac{1}{2}$	183	292 $\frac{1}{4}$	176 $\frac{1}{2}$	299	174 $\frac{3}{4}$	300 $\frac{1}{2}$	190	287 $\frac{1}{2}$
44 5	189 $\frac{1}{4}$	287 $\frac{1}{2}$	185	291	179	296 $\frac{1}{2}$	177 $\frac{1}{4}$	299 $\frac{3}{4}$		

Bei diesen Zahlen betragen die grössten Unterschiede der Messungen für C 1° , für D 1° , für $E\frac{1}{2}b$ 1° und für F .

Tabelle III.

Werthe von δ_1 und δ_2 .

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F		$F\frac{1}{2}G$	
	$A = 261^\circ$		$A = 260^\circ 30'$		$A = 272^\circ$		$A = 284^\circ 30'$		$A = 295$	
	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2
79° 5	0,039	0,043	0,064	0,061	0,058	0,066	0,043	0,040	0,012	0,007
74 5	0,070	0,071	0,109	0,107	0,095	0,096	0,065	0,069	0,018	0,026
9 5	0,125	0,130	0,172	0,162	0,134	0,136	0,096	0,089	0,022	0,023
4 5	0,261	0,278	0,255	0,256	0,191	0,187	0,126	0,145	0,033	0,044
9 5	0,405	0,402	0,343	0,339	0,246	0,248	0,159	0,155	0,043	0,047
4 5	0,448	0,440	0,394	0,394	0,312	0,309	0,226	0,225	0,043	0,072
5	0,460	0,454	0,426	0,429	0,360	0,362	0,290	0,290	0,079	0,180
4 5	0,474	0,470	0,448	0,445	0,401	0,400	0,357	0,352		

Die größten Abweichungen zwischen den beiden Werthen von δ betragen für C 11, für D 10, für $E\frac{1}{2}b$ 8, für F 19 und für $F\frac{1}{2}G$ 100 Tausendstel Wellenlänge.

Tabelle IV.

Werthe von $\operatorname{tg} \psi_1$ und $\operatorname{tg} \psi_2$.

i	C		F		$E\frac{1}{2}b$		F		$F\frac{1}{2}G$	
	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$
79° 5	0,499	0,499	0,554	0,545	0,685	0,674	0,787	0,771	0,809	0,808
74 5	0,319	0,316	0,399	0,389	0,565	0,573	0,677	0,682	0,698	0,665
69 5	0,175	0,181	0,284	0,282	0,471	0,465	0,590	0,563	0,582	0,579
64 5	0,148	0,154	0,253	0,249	0,412	0,395	0,490	0,479	0,476	0,451
59 5	0,212	0,201	0,285	0,281	0,356	0,360	0,408	0,405	0,306	0,312
54 5	0,307	0,320	0,355	0,355	0,378	0,373	0,354	0,369	0,203	0,200
49 5	0,420	0,378	0,449	0,444	0,401	0,408	0,331	0,330	0,070	0,083
44 5	0,525	0,521	0,536	0,538	0,390	0,483	0,361	0,388		

Hier betragen die größten Abweichungen für C 10, für D 10, für $E\frac{1}{2}b$ 17, für F 27 und für $F\frac{1}{2}G$ 33 Tausendstel, doch sind fast stets die Abweichungen sehr viel geringer.

Tabelle V.

Werthe von δ , $\operatorname{tg} \psi$ und $(\operatorname{tg} \psi)^2$.

i	C			D			$E \frac{1}{2} a$			F			$F \frac{1}{2} G$		
	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$
70° 5	0,041	0,499	0,249	0,062	0,550	0,303	0,061	0,579	0,461	0,041	0,779	0,607	0,009	0,808	0,653
74 5	0,070	0,317	0,101	0,108	0,394	0,155	0,096	0,569	0,324	0,067	0,679	0,461	0,022	0,681	0,463
69 5	0,127	0,178	0,032	0,167	0,283	0,080	0,135	0,468	0,219	0,098	0,576	0,332	0,023	0,580	0,337
64 5	0,269	0,152	0,023	0,255	0,252	0,064	0,189	0,403	0,163	0,136	0,484	0,234	0,038	0,463	0,214
59 5	0,403	0,206	0,042	0,341	0,283	0,080	0,247	0,358	0,128	0,157	0,407	0,166	0,045	0,308	0,095
54 5	0,444	0,313	0,098	0,394	0,355	0,126	0,310	0,375	0,141	0,226	0,361	0,130	0,057	0,261	0,040
49 5	0,457	0,400	0,160	0,428	0,446	0,208	0,361	0,405	0,164	0,290	0,325	0,106	0,099	0,076	0,006
44 5	0,478	0,523	0,274	0,447	0,537	0,288	0,400	0,486	0,236	0,357	0,374	0,140			

Tabelle VI.

Werthe von J , $\text{tg } \Psi$, $\text{tg } J$, $(\text{tg } \Psi)^2$.

	C	D	$E\frac{1}{2}b$	F	$F\frac{1}{2}G$
J	$64^\circ 52$	$64^\circ 22$	$58^\circ 51$	$52^\circ 14$	kleiner als $49^\circ 5$
$\text{tg } \Psi$	0,114	0,250	0,35	0,315	kleiner als 0,076
$\text{tg } J$	2,181	2,084	1,655	1,294	
$(\text{tg } \Psi)^2$	0,014	0,063	0,123	0,099	

Die Größen $\text{tg } J$ und Ψ zeigen hier ganz dieselben Verhältnisse, wie bei dem Fuchsinspiegel I, wenn auch die Zahlen nicht ganz übereinstimmen.

Anilinviolettspiegel.

Der benutzte Spiegel war nicht sehr gut.

Tabelle I.

Werthe von m_1 und m_2 .

$$m = 226^\circ 45$$

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F	
	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	m_2
$70^\circ 5$	212	304	$212\frac{1}{2}$	$303\frac{1}{2}$	205	$289\frac{1}{2}$	$198\frac{1}{2}$	$280\frac{1}{2}$
$69^\circ 5$	$222\frac{1}{2}$	$314\frac{1}{2}$	$221\frac{1}{2}$	314	$214\frac{1}{2}$	299	207	$285\frac{1}{2}$
$64^\circ 5$	$230\frac{1}{2}$	$321\frac{1}{2}$	$230\frac{1}{2}$	323	$224\frac{1}{2}$	$308\frac{1}{2}$	$215\frac{1}{2}$	$293\frac{1}{2}$
$59^\circ 5$	$238\frac{1}{2}$	330	$238\frac{1}{2}$	330	235	319	225	301
$54^\circ 5$	$244\frac{1}{2}$	336	245	$336\frac{1}{2}$	243	$327\frac{1}{2}$	234	310
$49^\circ 5$	$250\frac{1}{2}$	341	251	342	$249\frac{1}{2}$	335	$241\frac{1}{2}$	$320\frac{1}{2}$
$44^\circ 5$	255	346	$255\frac{1}{2}$	$346\frac{1}{2}$	$255\frac{1}{2}$	$341\frac{1}{2}$	249	328

Die größten Unterschiede der Messungen, aus denen die obigen Zahlen die Mittel sind, betragen für $C 1\frac{3}{4}^\circ$, für $D 1\frac{1}{2}^\circ$, für $E\frac{1}{2}b 1\frac{1}{2}^\circ$ und für $F 2^\circ$.

Tabelle II.

Werthe von n_1 und n_2 . $n = 282$

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F	
	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n
74°5	188	288 $\frac{1}{4}$	180 $\frac{1}{2}$	294 $\frac{3}{4}$	176 $\frac{1}{2}$	298 $\frac{3}{4}$	179	297 $\frac{1}{2}$
69 5	187 $\frac{1}{2}$	289 $\frac{1}{2}$	179 $\frac{1}{2}$	296 $\frac{3}{4}$	173 $\frac{1}{2}$	302 $\frac{1}{2}$	174 $\frac{1}{2}$	301 $\frac{1}{2}$
64 5	188	288	180	295 $\frac{1}{4}$	172 $\frac{1}{2}$	304	172 $\frac{3}{4}$	302
59 5	188 $\frac{1}{2}$	288	181	293 $\frac{1}{2}$	172	303	171	305
54 5	188 $\frac{1}{2}$	286 $\frac{3}{4}$	183	292 $\frac{1}{2}$	174 $\frac{3}{4}$	301 $\frac{1}{2}$	171 $\frac{1}{2}$	305 $\frac{1}{2}$
49 5	190 $\frac{1}{2}$	285	185	290 $\frac{1}{2}$	177 $\frac{1}{2}$	299	173 $\frac{3}{4}$	303
44 5	191 $\frac{1}{2}$	284 $\frac{3}{4}$	186 $\frac{1}{2}$	289	180	296	177	302

Hier betragen die größten Unterschiede für C 1 $\frac{1}{2}$ °, für D 1 $\frac{1}{4}$ °, für $E\frac{1}{2}b$ 1 $\frac{1}{2}$ °, und für 2°.

Tabelle III.

Werthe von δ_1 und δ_2 .

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F	
	$A = 260\frac{1}{2}$		$A = 265\frac{1}{2}$ °		$A = 277\frac{1}{2}$ °		$A = 285\frac{1}{2}$ °	
	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2
74°5	0,054	0,063	0,128	0,120	0,113	0,109	0,080	0,084
69 5	0,154	0,176	0,204	0,211	0,160	0,164	0,116	0,120
64 5	0,376	0,356	0,303	0,310	0,215	0,219	0,148	0,148
59 5	0,445	0,445	0,372	0,381	0,281	0,285	0,196	0,202
54 5	0,466	0,465	0,417	0,417	0,340	0,335	0,251	0,256
49 5	0,482	0,483	0,444	0,444	0,386	0,378	0,311	0,316
44 5	0,492	0,487	0,459	0,460	0,416	0,413	0,374	0,354

Hier betragen die größten Abweichungen zwischen den beiden Werthsystemen für C 22, für D 8, für $E\frac{1}{2}b$ 8 und für F 20 Tausendstel.

Tabelle IV.

Werthe von $\operatorname{tg} \psi_1$ und $\operatorname{tg} \psi_2$.

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F	
	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$	$\operatorname{tg} \psi_1$	$\operatorname{tg} \psi_2$
74° 5	0,262	0,261	0,323	0,329	0,532	0,535	0,662	0,662
69 5	0,111	0,131	0,246	0,257	0,435	0,439	0,566	0,561
64 5	0,117	0,115	0,240	0,240	0,377	0,394	0,472	0,447
59 5	0,228	0,237	0,302	0,290	0,384	0,377	0,410	0,413
54 5	0,343	0,343	0,383	0,385	0,401	0,410	0,369	0,397
49 5	0,455	0,444	0,481	0,479	0,464	0,470	0,361	0,395
44 5	0,542	0,553	0,561	0,571	0,557	0,537	0,413	0,454

Die größten Abweichungen zwischen beiden Werthen von $\operatorname{tg} \psi$ beträgt für C 20, für D 12, für $E\frac{1}{2}b$ 20 und für F 43 Tausendstel.

Tabelle V.

Werthe von δ , $\operatorname{tg} \psi$, und $(\operatorname{tg} \psi)^2$.

i	C			D			$E\frac{1}{2}b$			F	
	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$	$(\operatorname{tg} \psi)^2$	δ	$\operatorname{tg} \psi$
74° 5	0,059	0,261	0,068	0,124	0,326	0,106	0,111	0,533	0,284	0,082	0,662
69 5	0,165	0,121	0,015	0,207	0,251	0,063	0,162	0,437	0,191	0,118	0,564
64 5	0,366	0,116	0,013	0,306	0,240	0,058	0,217	0,383	0,147	0,148	0,459
59 5	0,445	0,233	0,054	0,376	0,295	0,087	0,283	0,380	0,145	0,199	0,411
54 5	0,466	0,343	0,118	0,417	0,384	0,148	0,337	0,405	0,164	0,254	0,384
49 5	0,482	0,450	0,202	0,444	0,480	0,230	0,382	0,467	0,218	0,314	0,378
44 5	0,490	0,547	0,299	0,459	0,567	0,321	0,415	0,547	0,299	0,364	0,433

Tabelle VI.

Werthe von J , $\operatorname{tg} \Psi$, $\operatorname{tg} J$, $(\operatorname{tg} \Psi)^2$.

	C	D	$E\frac{1}{2}b$	F
J	66° 58	66° 55	61° 35	54° 27
$\operatorname{tg} \Psi$	0,065	0,214	0,362	0,384
$\operatorname{tg} J$	2,352	2,348	1,848	1,399
$(\operatorname{tg} \Psi)^2$	0,004	0,046	0,131	0,148

Kupfer.

Der benutzte Spiegel war nicht sehr gut und daher mögen auch die etwas bedeutenderen Fehler der Messungen, besonders bei der Bestimmung der Amplitudenverhältnisse, herrühren.

Tabelle I.

Werthe von m_1 und m_2 .

$$m = 222\frac{1}{2}^\circ$$

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F	
	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	m_2
79° 8	181	287	185	280	194 $\frac{1}{2}$	279	198 $\frac{1}{4}$	276
74 8	187	310	195	293	208 $\frac{1}{2}$	289 $\frac{1}{2}$	213	284
69 8	215	341	214	317	224 $\frac{1}{2}$	302 $\frac{1}{2}$	230 $\frac{3}{4}$	295 $\frac{1}{2}$
64 8	237	349	237 $\frac{1}{2}$	336 $\frac{1}{2}$	240	318	245	311 $\frac{1}{2}$
59 8	247	356	247 $\frac{1}{2}$	343	247	327	250 $\frac{1}{2}$	322
54 8	254 $\frac{1}{2}$	354 $\frac{1}{2}$	254 $\frac{1}{2}$	348 $\frac{1}{2}$	252 $\frac{1}{2}$	335 $\frac{1}{2}$	255 $\frac{1}{2}$	332
49 8	258	356	258 $\frac{1}{2}$	351 $\frac{1}{2}$	257 $\frac{1}{2}$	341 $\frac{1}{2}$	260	338
44 8	260 $\frac{1}{2}$	356	260 $\frac{1}{2}$	352 $\frac{1}{2}$	259 $\frac{1}{2}$	345	261 $\frac{1}{2}$	342

Die Zahlen sind das Mittel aus je drei Beobachtungen. Dabei ist der größte Unterschied der Messungen für C 2°, für D 2°, für $E\frac{1}{2}b$ 1° und für F 1°.

Tabelle II.

Werthe von n_1 und n_2 .

$$n = 282^\circ 53'$$

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F	
	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2
79° 8	345	310	349 $\frac{1}{2}$	306	252	303 $\frac{1}{2}$	352	303 $\frac{1}{2}$
74 8	385	319	340 $\frac{1}{2}$	314	345 $\frac{1}{2}$	310 $\frac{1}{2}$	345 $\frac{1}{2}$	310 $\frac{1}{2}$
69 8	333 $\frac{3}{4}$	322 $\frac{1}{4}$	336 $\frac{3}{4}$	318 $\frac{1}{4}$	343	313 $\frac{1}{2}$	341 $\frac{1}{2}$	314 $\frac{1}{2}$
64 8	—	318 $\frac{1}{2}$	338 $\frac{1}{2}$	317 $\frac{1}{2}$	343	312 $\frac{1}{2}$	342 $\frac{1}{2}$	313
59 8	343	312 $\frac{1}{2}$	342	313	345 $\frac{1}{2}$	310	345 $\frac{1}{2}$	310
54 8	348 $\frac{1}{2}$	306 $\frac{1}{2}$	347	308 $\frac{3}{4}$	350 $\frac{1}{2}$	306 $\frac{1}{4}$	350	306 $\frac{1}{2}$
49 8	353	302 $\frac{1}{2}$	352	303 $\frac{1}{2}$	355 $\frac{1}{2}$	302	353 $\frac{3}{4}$	302
44 8	353	298	355 $\frac{1}{4}$	299 $\frac{1}{2}$	357	208 $\frac{1}{2}$	356 $\frac{3}{4}$	299 $\frac{1}{2}$

Tabelle III.

Werthe von δ_1 und δ_2 .

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F	
	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2	δ_1	δ_2
79° 8	0,154	0,156	0,134	0,134	0,128	0,124	0,124	0,122
74 8	0,216	0,221	0,192	0,197	0,187	0,184	0,184	0,179
69 8	0,260	0,271	0,248	0,246	0,239	0,238	0,239	0,235
64 8	0,292	—	0,287	0,290	0,287	0,288	0,291	0,287
59 8	0,336	0,334	0,316	0,319	0,318	0,319	0,323	0,320
54 8	0,368	0,363	0,350	0,353	0,354	0,361	0,358	0,360
49 8	0,392	0,392	0,382	0,383	0,386	0,398	0,385	0,390
44 8	0,416	0,419	0,403	0,401	0,409	0,409	0,405	0,407

Die größten Abweichungen sind hier für C 11, für D 5, für $E\frac{1}{2}b$ 12 und für F 5 Tausendstel Wellenlängen.

Tabelle IV.

Werthe von $\text{tg } \psi_1$ und $\text{tg } \psi_2$.

i	C		D		$E\frac{1}{2}b$		F	
	$\text{tg } \psi_1$	$\text{tg } \psi_2$	$\text{tg } \psi_1$	$\text{tg } \psi_2$	$\text{tg } \psi_1$	$\text{tg } \psi_2$	$\text{tg } \psi_1$	$\text{tg } \psi_2$
78° 8	0,792	0,775	0,789	0,774	0,687	0,654	0,671	0,666
74 8	0,768	0,745	0,732	0,716	0,601	0,598	0,589	0,589
69 8	0,776	0,766	0,722	0,715	0,566	0,589	0,572	0,579
64 8	—	0,767	0,754	0,750	0,597	0,596	0,575	0,579
59 8	0,813	0,848	0,770	0,759	0,630	0,611	0,583	0,594
54 8	0,832	0,812	0,801	0,785	0,635	0,659	0,620	0,654
49 8	0,878	0,849	0,833	0,821	0,696	0,696	0,695	0,734
44 8	0,894	0,861	0,858	0,867	0,744	0,737	0,732	0,731

Der größte Unterschied der Werthe von $\text{tg } \psi$ ist für C 35, für D 15, für $E\frac{1}{2}b$ 34 und für 40 Tausendstel, doch sind die Abweichungen meistens viel kleiner.

Tabelle V.

Werthe von δ , $\text{tg } \psi$ und $(\text{tg } \psi)^2$.

i	C			D			$E\frac{1}{2}b$			F		
	δ	$\text{tg } \psi$	$(\text{tg } \psi)^2$	δ	$\text{tg } \psi$	$(\text{tg } \psi)^2$	δ	$\text{tg } \psi$	$(\text{tg } \psi)^2$	δ	$\text{tg } \psi$	$(\text{tg } \psi)^2$
79° 8'	0,155	0,783	0,614	0,134	0,781	0,608	0,126	0,670	0,449	0,123	0,668	0,447
74 8'	0,219	0,756	0,572	0,194	0,724	0,520	0,186	0,599	0,359	0,182	0,589	0,347
69 8'	0,265	0,771	0,594	0,247	0,718	0,515	0,238	0,577	0,333	0,237	0,576	0,332
64 8'	0,292	0,767	0,612	0,288	0,752	0,565	0,288	0,596	0,335	0,289	0,577	0,333
59 8'	0,336	0,830	0,689	0,318	0,765	0,585	0,319	0,620	0,385	0,321	0,588	0,346
54 8'	0,365	0,822	0,676	0,351	0,792	0,627	0,357	0,647	0,419	0,359	0,633	0,401
49 8'	0,392	0,865	0,748	0,382	0,827	0,684	0,372	0,696	0,484	0,387	0,714	0,510
44 8'	0,418	0,879	0,773	0,402	0,863	0,745	0,409	0,740	0,548	0,406	0,731	0,535

Tabelle VI.

Werthe von J , $\text{tg } \psi$, $\text{tg } J$, $(\text{tg } \psi)^2$.

	C	D	$E\frac{1}{2}b$	F
J	70° 46'	68° 46'	67° 56'	67° 53'
$\text{tg } \psi$	0,746	0,718	0,573	0,571
$\text{tg } J$	2,866	2,574	2,467	2,461
$(\text{tg } \psi)^2$	0,556	0,515	0,328	0,318

Nach den obigen Tabellen sind die auf Taf. I gezeichneten Curven construirt. Die Curven 1, 1a, 1b beziehen sich auf den Fuchsin Spiegel I; die Curven 2, 2a, 2b auf den Anilinviolett-, und die 3, 3a, 3b auf den Kupferspiegel. Und zwar geben, als Functionen der Einfallswinkel, die als Abscissen aufgetragen sind, die Curven 1, 2, 3 die Verzögerungen in Procenten der Wellenlänge; 1a, 2a, 3a die Verhältnisse der Amplituden und 1b, 2b, 3b die Verhältnisse der Intensitäten der senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Strahlen zu den in derselben polarisirten, die Amplitude und Intensität des letzteren Strahles, bei dem die beiden Größen am größten sind, gleich 100 gesetzt. Die Curven für die verschiedenen Theile des Spectrums sind durch Beisetzen der entsprechenden Fraunhofer'schen Linien characterisirt. Für Kupfer sind bei den Verzögerungen nur die Curven für C und F gezeichnet,

3*

denen die anderen sehr nahe liegen. Die Curven für den zweiten Fuchsin Spiegel, die denen für den ersten vollständig entsprechen, sind fortgelassen worden.

In den Curven 4, 5, 6, 7, Taf. I sind ferner die Haupteinfallswinkel, die Hauptamplitudenverhältnisse, die Tangenten der Haupteinfallswinkel und die Hauptintensitätsverhältnisse als Functionen der Wellenlänge aufgetragen. Die Curven für das Fuchsin sind durch den Buchstaben *F*, die für das Anilinviolett durch *AV* und die für das Kupfer durch *C* bezeichnet. Auf der Abscissenaxe sind die den betreffenden Wellenlängen entsprechenden Fraunhofer'schen Linien durch diese selbst angegeben.

Die Curven 4, 5, 6, 7 auf Taf. I für Indigo *J*, Blutstein *B* sind nach Angaben des Hrn. van der Willigen¹⁾ und die für Silber *Ag* nach Beobachtungen des Herrn Jamin²⁾ construiert; es lassen sich nach den Messungen von Hrn. van der Willigen und Hrn. Jamin folgende Tabellen aufstellen.

Indigo

	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>b</i>	<i>F</i>	<i>G</i>
<i>J</i>	62°33	60°43	57°26	57°15	57°20	57°55	59°16
tg <i>ψ</i>	0,168	0,180	0,147	0,098	0,090	0,081	0,081
tg <i>J</i>	1,925	1,783	1,565	1,555	1,560	1,590	1,682
(tg <i>ψ</i>) ²	0,028	0,032	0,022	0,009	0,008	0,007	0,007

Blutstein (Hämatit).

	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>b</i>	<i>F</i>	<i>G</i>
<i>J</i>	66°57	67° 6	67°55	67°50	67°47	67°37	66°29
tg <i>ψ</i>	0,084	0,094	0,114	0,157	0,166	0,188	0,236
tg <i>J</i>	2,350	2,367	2,465	2,455	2,448	2,428	2,298
(tg <i>ψ</i>) ²	0,007	0,009	0,012	0,025	0,027	0,035	0,056

1) Van der Willigen, Diese Ann. 117, S. 464. 1862.

2) Jamin, *Ann. de chim. et phys. Sér. III. T. 22, p. 311*; Diese Ann. Bd. 74, S. 528. 1848.

Silber.

	äußerstes Roth	mittleres Roth	D	E	F	H
J	75°45	75° 0	72°30	71°30	69°34	66°12
$\text{tg } \Psi$	0,888	0,869	0,843	0,849	0,832	0,914
$\text{tg } J$	3,938	3,732	3,172	2,989	2,684	2,267
$(\text{tg } \Psi)^2$	0,942	0,931	0,918	0,920	0,912	0,834

Bei dem Silber ist die Curve der Raumersparnifs halber für $\text{tg } J$ um 0,6 herabgerückt, für $(\text{tg } \Psi)^2$ um 20.

§. VIII.

Die Curve für die Haupteinfallswinkel zeigt für Fuchsin ein sehr starkes Steigen von $F\frac{1}{2}G$ nach D , das dann nach C zu langsamer wird; zwischen G und $F\frac{1}{2}G$ fällt die Curve. Das Steigen der Curve zwischen F und D etwa 5 mal so stark als das der Curve für Kupfer zwischen denselben Grenzen. Die Curve für Anilinviolett zeigt ebenfalls ein starkes Steigen von F nach D , zwischen D und C verläuft sie fast horizontal. Die Curve für Kupfer steigt von F nach C , doch so, daß zwischen D und C die Steigung ihr Maximum erreicht. Die Curve für Indigo, die zuerst von G bis b fällt, steigt nachher bis B , und zwar ist das Steigen ein stärkeres als das Fallen, umgekehrt steigt die Curve für Blutstein zuerst von G bis D und fällt dann nach B zu; hier ist der erste Theil der Curve der steilere. Bei der Curve für Silber findet ein continuirliches Steigen von H bis B statt. Ganz dieselben Verhältnisse bestehen für die Curven für die Tangenten der Haupteinfallswinkel. Die Curve für die Hauptamplitudenverhältnisse zeigt für Fuchsin zwischen $F\frac{1}{2}G$ und F ein sehr schnelles Steigen, zwischen F und $E\frac{1}{2}b$ steigt sie langsamer, um dann nach C zu zu fallen; wahrscheinlich liegt zwischen $F\frac{1}{2}b$ und D ein Maximum. Bei Anilinviolett findet ein Fallen von F nach C statt, doch ist dasselbe zwischen C und $E\frac{1}{2}b$ weit stärker, als zwischen $E\frac{1}{2}b$ und F , es dürfte deshalb vielleicht zwischen F und $E\frac{1}{2}b$ ein Maximum liegen. Die Curve für

Kupfer steigt von F bis C , zwischen F und $E\frac{1}{2}b$ und zwischen D und C langsam, schnell dagegen zwischen $E\frac{1}{2}b$ und D . Bei Indigo steigt die Curve von G nach C und fällt dann nach B , während die Curve für Blutstein von D bis B fällt. Die Curve für Silber endlich verläuft fast horizontal und steigt nur ganz wenig nach B hin.

§. IX.

An die vorhergehenden Beobachtungen schliessen sich noch die folgenden Versuche an.

Das von einer concentrirten Fuchsinlösung reflectirte Licht besaß eine sehr starke elliptische Polarisirung, indem die beiden in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Strahlen bei sehr verschiedenen Einfallswinkeln noch beträchtliche Phasenunterschiede zeigten; eine solche Erscheinung tritt aber nur bei metallischen Körpern ein, die das Licht stark elliptisch polarisiren.

Bei der Untersuchung des von der Gränze eines Crownglasprismas und einer Fuchsinlösung reflectirten Lichtes scheinen die Haupteinfallswinkel für das Roth und Grün gleich zu seyn; es wurde dies nach der S. 12 angegebenen Methode untersucht. Die Beobachtungen greifen die Augen in hohem Grade an, so daß die weitere Verfolgung dieses Gegenstandes einer späteren Zeit vorbehalten bleiben mußte.

Pyrite, welche in rechten und linken Pentagondodekaedern krystallisirt waren, verhielten sich bei der elliptischen Polarisirung des Lichtes bei der Reflexion an ihrer Oberfläche nicht wesentlich verschieden.

§. X.

Außer der elliptischen Polarisirung bei der Reflexion an Körpern mit Oberflächenfarben wurde noch eine andere Erscheinung untersucht, die mit ihr in naher Verbindung steht, nämlich die *Farbenänderungen der Körper mit Oberflächenfarben bei ihrer Berührung mit Medien von verschiedener Brechbarkeit.*

Die erste Beobachtung über diesen Gegenstand rührt von Haidinger¹⁾ her, er fand daſs Indigo und zweifach wolframigſaures Natron in Berührung mit Glas roth und grünlich gelb werden. Weitere Verſuche führt Herr Stokes²⁾ an, nach denen Saffloroth -(Carthamin) und Cyanplatinmagnesium an ihrer Contactfläche mit Glas grün und blau werden. Endlich hat auch Hr. Christiansen³⁾ ähnliche Erſcheinungen beobachtet. Alle dieſe Forſcher haben aber nicht verſchiedene Medien in ihrem Verhalten gegen denſelben Oberflächenfarben zeigenden Körper und den Einfluß der Brechungsverhältniſſe derſelben in den Bereich ihrer Unterſuchungen gezogen.

Bei den vorliegenden Verſuchen wurden die Körper theils auf Glasplatten aufpolirt, theils lieſs man Löſungen derſelben verdunſten, um ſpiegelnde Flächen zu erhalten, theils wandte man ſie in Form von Kryſtallen an. Sie wurden in dieſer Geſtalt in ein rechtwinkeliges gleichſeitiges Hohlprisma geſtellt, ſo daſs ihre reflectirende Fläche parallel der Hypotenußenfläche des Prismas lag und der Kante am rechten Winkel zugekehrt war. Das Prisma war durch Zusammenkiten von drei paſſend angeſchliffenen dicken Spiegelglasplatten gebildet. Die äußere Seite der Hypotenußenfläche war geſchwärzt. Das durch die Seitenfläche auf die zu unterſuchende Subſtanz fallende und nach der Reflexion aus der anderen Seitenfläche tretende Licht wurde unterſucht. Durch dieſe Vorrichtung wurde das an den Glas- und Flüssigkeitsoberflächen reflectirte Licht ausgeſchloſſen. Das Prisma wurde dann mit Schwefelkohlenſtoff oder Benzin gefüllt oder es wurden auch die verſchiedenen Flüssigkeiten über einander geſchichtet, ſo daſs eine unmittelbare Vergleichung der Oberflächenfarben deſſelben Körpers bei der Berührung mit verſchiedenen Medien ermöglicht wurde. Dabei wurde

1) Haidinger, Wiener Berichte 8, S. 97, 1852.

2) Stokes, Phil. Mag. 1853. Bd. 6. S. 393; Dieſe Ann. Bd. 91 S. 300. 1854.

3) Christiansen, Dieſe Ann. 143. S. 257. 1871.

bei einem groſsen und einem kleinen Einfallswinkel i die Farbe untersucht; auſserdem wurde mit der dichroscopischen Loupe der sogenannte orientirte Flächenschiller, d. h. die Farben der in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Strahlen, wobei in dem einen Strahl hauptsächlich die metallisch reflectirten Farben enthalten sind, bestimmt. Diese Erscheinung ist zuerst von Haidinger ¹⁾ und Brewster ²⁾ beobachtet worden, und Ersterer hat ihr eine sehr groſse Aufmerksamkeit geschenkt. Die Versuche, deren Resultate in der folgenden Tabelle enthalten sind, beziehen sich vorläufig nur auf qualitative Bestimmungen.

Fuchsin.

In der Luft:	goldgelb
in Benzin	{ i groſs grüngelb (bläulich)
	{ i klein grüngelb
in CS ₂	{ i groſs intensiv blau
	{ i klein grünblau

mit der dichroscopischen Loupe:

	senkrecht zur Einfallsebene polar.	parallel zur Einfallsebene pol.
in der Luft	{ i groſs blau	weiß
	{ i klein gelb	gelb
in Benzin	{ i groſs blaugrün	weißlich
	{ i klein gelbgrün	gelblich
in CS ₂	{ i groſs intensiv blau	weiß
	{ i klein gelb	weiß.

Anilinviolett.

In der Luft:	gelb, doch etwas mehr ins Grüne als Fuchsin
in Benzin	{ i groſs blaugrün
	{ i klein gelbgrün

1) Haidinger, Diese Ann. Bd. 68. S. 302. 1846.

2) Brewster, Phil. Mag. Ser. III. Vol. 29. S. 331; Diese Ann. Bd. 69. S. 552. 1846.

in CS_2	{	i groß	blau
		i klein	grünblau

mit der dichroscopischen Loupe:

		senkrecht zur Einf. polarisirt	parallel zur Einf. pol.
in der Luft	{	i groß	blau
		i klein	gelb
in Benzin	{	i groß	blau
		i klein	intensiv gelb
in CS_2	{	i groß	intensiv blau
		i klein	grüngelb

Anilingrün.

In der Luft:		roth, etwa wie Kupfer,
in Benzin	{	i groß tiefbraunroth
		i klein ebenso
in CS_2	{	i groß gelbbraun, etwas grünlich
		i klein klein braunroth

mit der dichroscopischen Loupe:

		senkr. zur Einf. polarisirt	parallel zur Einf. pol.
in der Luft	{	i groß	braunroth
		i klein	roth
in Benzin	{	i groß	röthlich
		i klein	röthlich
in CS_2	{	i groß	grünlich
		i klein	roth

Anilinblau.

In der Luft:		rothbraun
in Benzin	{	i groß gelbgrün
		i klein braungelb
in CS_2	{	i groß gelbgrün
		i klein gelbbraun

mit der dichroscopischen Loupe:

		senkr. zur Einf. polarisirt	parallel zur Einf. pol.
in der Luft	{ i groß	roth	sehr grün
	{ i klein	roth	glänzend gelbgrün
in Benzin	{ i groß	gelbbraun	grüngelb
	{ i klein	gelbbraun	gelbbraun
in CS_2	{ i groß	grünblau	gelb
	{ i klein	braun	braun

Indigo.

In der Luft: roth
in Benzin: wird das Roth intensiver
in CS_2 : gelbbraunroth.

Kupfer.

In CS_2 wird das Roth etwas intensiver.

Platincyannmagnesium.

In der Luft: blau
in CS_2 : das Blau sehr viel intensiver.

Uebermangansaures Kali als Krystall.

In der Luft: braunroth
in Benzin { i groß gelb
 { i klein grüngelb
in CS_2 { i groß grün
 { i klein grüngelb.

Diese Angaben zeigen erstens „wie sehr verschieden die Oberflächenfarben bei Berührung mit verschiedenen Medien sind, daß also die bisherigen Angaben der Oberflächenfarbe nur für die Gränze zwischen Luft und dem betreffenden Körper gelten.“

Sie bestätigen ferner, daß der orientirte Flächenschiller unabhängig ist von einer bestimmten Anordnung der Theilchen der reflectirenden Fläche, wie sie etwa durch

Poliren hervorgerufen werden könnte, da die reflectirenden Flächen von Fuchsin, Anilinviolett, -grün und -blau durch Aufgießen und Eintrocknenlassen der betreffenden Substanzen hergestellt waren. Außerdem zeigt auch eine concentrirte Fuchsinlösung einen orientirten Flächenschiller, indem das senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Licht bei großen Einfallswinkeln blau erscheint.

§. XI.

Es sey gestattet an die im Vorigen mitgetheilten Beobachtungen noch einige allgemeinere Betrachtungen zu knüpfen.

1. Zunächst zeigen die Curven, die den Gang der Verzögerungen als Functionen der Einfallswinkel darstellen, bei dem Fuchsin und Anilinviolett einige Eigenthümlichkeiten. Bei beiden nämlich laufen die Curven für D , $E\frac{1}{2}b$, F nahe parallel und steigen gleichmäßig, während die Curve für C bei beiden Körpern und in noch weit höherem Grade die für $F\frac{1}{2}G$ bei Fuchsin, erst langsam, dann auf einmal sehr schnell steigt, um dann ziemlich parallel den Curven der drei anderen Linien zu verlaufen. Mit den Curven für das Kupfer verglichen sind diesen die für die Linien D , $E\frac{1}{2}b$ und F sehr ähnlich. Dagegen stehen die Curven für C und $F\frac{1}{2}F$ den Curven, wie sie für durchsichtige Körper gelten, sehr nahe, nur daß bei Letzteren das Ansteigen noch schneller stattfindet. Die Beobachtungen für die Absorption zeigen auch entsprechend bei Fuchsin eine starke Durchlässigkeit für Roth und Blau bei Anilinviolett für Roth.

„Die halbm metallischen Körper verhalten sich demnach in Bezug auf den Gang der Verzögerungen in ihren durchsichtigen Theilen analog den durchsichtigen Körpern, in den undurchsichtigen analog den Metallen.“

2. Die Curven 5 und 7, Taf. I, welche die Hauptamplituden- und Hauptintensitätsverhältnisse als Functionen der Wellenlänge darstellen, lassen einige weitere Eigenschaften der elliptischen Polarisation an Körpern mit Oberflächen-

farben erkennen. Bei einigen Körpern ergibt sich eine stete Zu- oder Abnahme dieser GröÙe mit der Wellenlänge, während bei anderen das Hauptamplitudenverhältniß erst steigt und dann fällt oder umgekehrt. Auf diese Unterschiede hat bereits Hr. Jamin in der Abhandlung über die Farben der Metalle aufmerksam gemacht und nach ihnen die Metalle in verschiedene Klassen eingetheilt.

Vergleichen wir aber diese Erscheinung mit der Lage der Absorptionsstreifen, welche die betreffenden Körper im *durchgehenden* Licht zeigen, so ergibt sich, daß mit dem Maximum der Absorption, welches durch die Lage der Absorptionsstreifen angegeben ist, auch das Hauptamplitudenverhältniß ein Maximum erreicht. So liegt bei einer Lösung von Indigo in Schwefelsäure der Absorptionsstreifen im Roth, doch so, daß das äußerste Roth noch mit Leichtigkeit durchgelassen wird, dem entsprechend steigt auch das Hauptamplitudenverhältniß von *A* nach *C* und fällt dann gegen das Blau. Bei dem Fuchsin findet sich ein Steigen der Hauptamplitudenverhältnisse vom Roth zum Grün und ein nachheriges Fallen zum Blau, und in der That liegt ein Absorptionsstreifen im Grün. Bei Anilinviolett liegt ein Maximum der Hauptamplitudenverhältnisse wahrscheinlich zwischen *E* und *F*, und es tritt auch hier ein Absorptionsstreifen auf.¹⁾ Bei Kupfer fallen die Hauptamplitudenverhältnisse gegen das Blau zu und Strecker²⁾ giebt an, daß Kupfer in dünnen Blättchen grün erscheine, was einer Auslöschung des Roth entspricht. Für Hamatit, bei dem die Farbe des Pulvers, d. h. die Farbe des durchgehenden Lichtes roth ist, findet ein Steigen der Hauptamplitudenverhältnisse nach dem Blau zu statt, bei Silber endlich, welches im durchgehenden

1) In den Lösungen tritt noch ein Absorptionsstreifen zwischen *D* und *b* auf, doch müssen, um Punkte des Spectrums zu untersuchen, die nicht mit Fraunhofer'schen Linien zusammenfallen, noch einige Aenderungen am Apparate vorgenommen werden.

2) Strecker, Lehrbuch der Chemie 1864. Bd. I. S. 544.

Licht nur schwach blau erscheint, bleiben auch die Hauptamplitudenverhältnisse nahe constant.

Da nun das Axenverhältniß der von den Aethertheilen beschriebenen Ellipsen unter dem Haupteinfallswinkel, d. h. das Hauptamplitudenverhältniß, am größten ist, so kann diese Gröfse als ein Maafs für die Ellipticität des reflectirten Lichtes betrachtet werden. Es lassen sich dann die obigen Beziehungen, soweit die vorliegenden Versuche reichen, so zusammenfassen:

„Je stärker Licht einer bestimmten Wellenlänge von einem Körper absorbiert wird, um so gröfser ist auch bei der Reflexion die Ellipticität desselben.“

Da nun ferner schon Haidinger gezeigt hat, dafs die am stärksten absorbierten Farben bei der Berührung mit Luft auch nahe am stärksten reflectirt werden und so die Oberflächenfarben bilden, wie es auch die vorliegenden Körper bestätigen, so läfst sich der Satz auch so formuliren:

„Die am stärksten reflectirten Farben zeigen im Allgemeinen auch die stärkste elliptische Polarisation, es ist dabei als berührendes Medium aber stets Luft, resp. das Vacuum zu denken.“

Die Jamin'sche Eintheilung der Metalle würde sich demnach, wenn wir nach Analogie weiter schliessen, auf eine Eintheilung der Metalle nach ihrer Absorptionskraft für die verschiedenen Farben reduciren.

3. Die Curve 4, Taf. 1, die den Gang der Haupteinfallswinkel als Functionen der Wellenlänge darstellen, ergeben, dafs „die Haupteinfallswinkel den schnellsten Aenderungen für Wellenlängen, die nahezu Absorptionsstreifen entsprechen, unterworfen sind.“

Ob erstere in den Absorptionsstreifen selbst ein Maximum erreichen, müssen weitere Versuche zeigen.

Bei Fuchsin und Anilinviolett, die das Grün absorbiren, fällt hier die Curve am schnellsten. Bei Kupfer und Indigo ist die Neigung der Curve im Roth am größten, und bei Hämatit im Blau. Bei Silber, bei dem alle Farben nahe

gleich durchgelassen werden, zeigt sich kein merklicher Unterschied der Neigung in den verschiedenen Theilen der übrigens sehr unregelmäßigen, nach Hrn. Jamin construirten Curve.

Indefs bedarf es noch ausgedehnterer Untersuchungen mit anderen Körpern, um die oben ausgesprochene Beziehung sicher festzustellen.

4. Für durchsichtige Körper ist bekanntlich nach dem Brewster'schen Gesetz die Tangente des Polarisationswinkels (des Winkels bei dem die Intensität des senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahles ein Minimum ist, und bei dem der Phasenunterschied der beiden senkrecht zu einander polarisirten Strahlen eine Viertelwellenlänge beträgt) gleich dem Brechungsverhältnisse. Nehmen wir dieses Gesetz auch für undurchsichtige Körper, etwa die Metalle, bei denen nur an Stelle des Polarisationswinkels der Haupteinfallswinkel tritt, als richtig an, so stellen die in den Curventafeln 6 verzeichneten Tangenten der Haupteinfallswinkel die Brechungsverhältnisse, zunächst gegen Luft, dar.

Es erleiden also auch die Brechungsexponenten ihre schnellsten Aenderungen bei Aenderungen der Wellenlänge in der Nähe der Absorptionsstreifen. Es stimmt dies mit der Beobachtung von Hrn. Kundt überein, nach welcher die Brechungsexponenten von Lösungen stark absorbirender Substanzen in der Nähe der Absorptionsstreifen auch sehr starken Aenderungen unterworfen sind; es theilt sich also diese Eigenschaft der festen Körper ihren Lösungen mit. Umgekehrt können wir vielleicht diese Uebereinstimmung als eine Bestätigung des Brewster'schen Gesetzes ansehen. Es würden damit auch die in §. IX angegebenen vorläufigen Versuche übereinstimmen, nach denen für eine Fuchsinlösung die Haupteinfallswinkel für roth und grün gleich waren, denn aus den Versuchen von Hrn. Kundt über die anomale Dispersion folgt, daß etwa für roth und grün die Brechungsexponenten einer Fuchsinlösung gleich sind.

5. Aus den nach dem Brewster'schen Gesetz berechneten Brechungsexponenten ergibt sich für das feste Fuchsin eine sehr starke anomale Dispersion. Die Differenz der Brechungsexponenten für die Linien C und F ist etwa 31mal so stark als beim Schwefelkohlenstoff; diese Differenzen sind für Fuchsin ($2.251 - 1.327$) für Schwefelkohlenstoff ($1.622 - 1.655$). Es erklärt dies dann auch die sehr starke anomale Dispersion der Fuchsinlösungen. Eigenthümlich ist dabei nur, daß die Brechungsexponenten bei dem vorliegenden festen Fuchsin von C nach D , wenn auch nur wenig, abnehmen, während sie bei den Fuchsinlösungen zunehmen, doch kennen wir den Einfluß des Lösungsmittels nicht. Für F und G zeigen sowohl festes wie gelöstes Fuchsin einen ziemlich gleichen Brechungsexponenten.

6. Die unter 1 bis 5 angeführten Resultate folgen unmittelbar aus den Beobachtungen. Wir wollen mit Hilfe derselben versuchen noch einige andere an den Körpern mit Oberflächenfarben auftretende Erscheinungen zu erklären.

Es werde gemischtes Licht von einer Fläche reflectirt und es seyen die Intensitäten der parallel und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten verschieden gefärbten Strahlen nach der Reflexion $p_r, p_g, p_b \dots s_r, s_g, s_b \dots$. Soll das aus sämmtlichen in der einen Richtung polarisirten Strahlen zusammengesetzte Licht dieselbe Färbung haben, wie das in der anderen Richtung polarisirte, so muß

$$s_r = n \cdot p_r, s_g = n \cdot p_g, s_b = n p_b \text{ usw.}$$

seyn, wo n eine Constante ist. Erhält n für die verschiedenen Farben verschiedene Werthe, so sind die beiden polarisirten Strahlen verschieden gefärbt, und wir haben die Erscheinung, welche uns die dichroscopische Loupe an den Körpern mit Oberflächenfarben zeigt, den orientirten Flächenschiller.

Der Werth von n hängt für einen bestimmten Einfallswinkel, von dem Brechungsverhältniß und dem Hauptamplitudenverhältniß ab. Bei durchsichtigen Körpern sind die Haupteinfallswinkel und die Hauptamplitudenverhält-

nisse für alle Farben nahe gleich, es wird also kein orientirter Flächenschiller auftreten.

Bei den Körpern mit Oberflächenfarben sind aber beide Größen für die verschiedenen Theile des Spectrums sehr verschieden, n wird also auch für die verschiedenen Farben sehr verschiedene Werthe annehmen, und daraus erklärt sich der orientirte Flächenschiller.

Aus der Verschiedenheit der beiden Constanten läßt sich aber nicht allein die Existenz des orientirten Flächenschiller voraussehen, sondern es läßt sich auch die Färbung der beiden Strahlen bis zu einem gewissen Grade ableiten.

Wächst der Einfallswinkel von 0 bis zum Haupteinfallswinkel J und dann bis zu 90° , so fällt das Verhältniß der Amplituden der parallel und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Strahlen nach der Reflexion von Eins bis zu einem Minimum, dem Hauptamplitudenverhältniß $\operatorname{tg} \Psi$, und steigt von diesem wieder bis zu Eins.

Es sey zunächst für zwei verschiedene Farben, roth und blau, $\operatorname{tg} \Psi$ gleich, J aber für roth größer als blau, dann muß das Verhältniß der Amplituden für roth von 90° bis J schneller fallen, von J bis 0° langsamer steigen als für blau. Es wird also bei Einfallswinkeln, die größer als der Haupteinfallswinkel sind, das Amplitudenverhältniß für das Blau größer seyn, als für das Roth; der senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Strahl wird also mehr blau im Verhältniß zum roth enthalten als der in der Einfallsebene polarisirte. Wäre außerdem das Hauptamplitudenverhältniß für das Blau größer als für das Roth, so ist das Vorwalten des Blau über das Roth in dem senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahl noch stärker. Es erklärt dies die stark blaue Färbung dieses Strahles bei großen Einfallswinkeln bei dem Fuchsin. Ganz analoge Betrachtungen lassen sich für die übrigen Farben durchführen.

Da beim Fuchsin der Haupteinfallswinkel sowohl für roth als blau größer als 45° ist und außerdem für roth beträchtlich größer (etwa 66°) als für das Blau (53°), so nähern sich auf ihrem längeren Gange zwischen J und 0°

die Curven für die Amplitudenverhältnisse (cf. Curve für C und F Tafel 1a), und es verschwinden die Unterschiede der Färbung für kleinere Einfallswinkel. Beide Strahlen erscheinen dann gelb.

7. Wir wenden uns schliesslich zu den Farbenänderungen der Körper mit Oberflächenfarben bei der Berührung mit Substanzen von verschiedenem Brechungsvermögen.

Treten diese Körper in Contact mit durchsichtigen, stärker brechenden Medien als Luft, so sind ihre Brechungsverhältnisse zunächst für diejenigen Farben, für welche sie sich wie durchsichtige Körper verhalten, und für welche die Brechungsverhältnisse grösser sind als die der durchsichtigen Medien, weniger von denen jener Medien verschieden als von dem der Luft. Da ausserdem für jene Farben die Fresnel'schen Intensitätsformeln annähernd gelten, so reflectiren die Körper an ihrer Berührungsfläche mit jenen Medien weniger von diesen Farben als an der Luft. Die metallisch reflectirten Theile des Spectrums zeigen sich also überwiegend.

Nehmen wir auch für die metallische Reflexion als angenähert richtig an, dass wenn zwei Körper denselben Brechungsexponenten für eine Farbe haben, an ihrer Gränze eine Schwächung dieser Farbe im reflectirten Licht eintritt, so ist die Färbung des reflectirten Lichtes bei einfallendem weissen mit davon abhängig, für welche Farben der Körper und das auf ihm befindliche Medium einen gleichen Brechungsexponenten haben. Dass die obige Annahme nur angenähert richtig seyn kann, zeigt, dass in dem an der Grenze von Fuchsin und Schwefelkohlenstoff reflectirten Licht kein Absorptionsstreifen bei b auftritt, trotzdem hier die Brechungsexponenten für beide Körper gleich sind.

Fuchsin verhält sich annähernd wie ein durchsichtiger Körper gegen rothe Strahlen und die Brechungsexponenten dieser Strahlen sind bei ihm grösser als bei Schwefelkohlenstoff und Benzin. Diese Strahlen treten also beim Uebergiessen mit Schwefelkohlenstoff und Benzin im reflectirten Licht

zurück. Die übrigen Strahlen, mit Ausnahme des Blau in der Gegend von $F\frac{1}{2}G$, für welches Fuchsin durchsichtig ist, für das aber sein Brechungsexponent kleiner als der von Benzin und Schwefelkohlenstoff ist, werden metallisch reflectirt. Nun hat Benzin einen Brechungsexponenten, der dem des Fuchsin für etwa die Linie F entspricht, Schwefelkohlenstoff einen solchen, der der Linie b entspricht. Benzin schwächt also die blauen Theile des reflectirten Lichtes mehr als Schwefelkohlenstoff, letzterer mehr die grünen Strahlen und weniger die blauen, so daß bei Uebergießen mit Schwefelkohlenstoff das reflectirte Licht blauer, mit Benzin grünlicher erscheint. Diese blaue, auch bei senkrechtem Einfall auftretende Färbung bei der Berührung mit Schwefelkohlenstoff ist wohl von der bei großen Einfallswinkeln auftretenden zu unterscheiden, da diese von einer totalen Reflexion des Blau herrührt.

Bei Anilinviolett erklären sich die Erscheinungen ganz ebenso, bei Indigo sind die Verhältnisse etwas complicirter, da die Unterschiede der Brechungsexponenten weniger verschieden für die verschiedenen Farben sind.

Durch die obigen Untersuchungen sind die verschiedenen Erscheinungen der Oberflächenfarben mit dem Haupteinfallswinkel und dem Hauptamplitudenverhältniß wenigstens qualitativ in Verbindung gebracht. Da für diese ein Zusammenhang mit der Absorption nachgewiesen ist, so scheint sich das ganze Problem der Körper mit Oberflächenfarben zunächst auf ein Problem der elliptischen Polarisation und dann auf eine Erforschung des Zusammenhanges zwischen Absorption und elliptische Polarisation zu reduciren.

Um aber diese Aufgabe zu lösen, müssen zunächst quantitative Bestimmungen der Absorption gemacht werden. Vielleicht eignet sich dazu auch der zur Bestimmung der elliptischen Polarisation benutzte Apparat, worüber ich weitere Untersuchungen anzustellen beabsichtige.

II. Ueber elastische Schwingungen, deren Amplituden nicht unendlich klein sind; von Ferdinand Braun.

§. 1.

Man pflegt die Annahme zu machen, daß die beschleunigende Kraft eines unter dem Einfluß elastischer Kräfte bewegten Punktes proportional mit der ersten Potenz der Entfernung desselben von der Ruhelage ist, eine Annahme, welche jedoch auf unendlich kleine Amplituden beschränkt wird. Diese Hypothese, deren Berechtigung bloß durch die Uebereinstimmung der aus ihr gezogenen Consequenzen mit der Erfahrung nachzuweisen ist, erhält einen gewissen Grad von allerdings erkünstelter Plausibilität, wenn man sich vorstellt, die Beschleunigung lasse sich, da jedenfalls zunehmend mit der Entfernung, in eine nach (ganzen) Potenzen der Amplitude fortschreitende Reihe entwickeln und sich dann mit dem ersten Gliede begnügt. Je nach Belieben könnte man auch zuvor als Forderung der zu beiden Seiten der Ruhelage symmetrischen Schwingungen die Glieder mit geraden Potenzen streichen.

Für die meisten Zwecke genügt die gewöhnliche Hypothese vollständig. Stellt man aber strengere Anforderungen, so muß es geradezu erst Gegenstand einer besonderen Untersuchung werden, bis zu welcher Genauigkeit man sich dieser Annahme bedienen kann. Daß größeren Amplituden bei der Betrachtung schwingender Körper Rechnung getragen werden muß, geht, abgesehen von theoretischen Erwägungen, aus bereits vorhandenen Experimentaluntersuchungen hervor. Insbesondere hat Regnault¹⁾ für Gase, die in Röhren eingeschlossen

1) *Mém. de l'Acad. de France T. XXXVII, 1^{re} partie 1868. u. Ann. p. 169. 259 etc.*

sind, mit abnehmender Schallstärke eine sehr beträchtliche Abnahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit gefunden. Doch ist bei dieser Function von Wellenlänge und Schwingungszahl zweifelhaft, wenn nicht anderweitig darüber entschieden wird, welche von beiden Gröſsen sich geändert hat. Durch den Nachweis, daß die mehrfach reflectirten Wellen noch die Stimmgabel, von der sie ursprünglich ausgegangen waren, in Mitschwingung versetzten ¹⁾, ist man zwar zum Schlusse berechtigt, daß die Aenderung der Schallgeschwindigkeit weitaus zum größten Theil auf Rechnung eines Vorganges zu setzen ist, dem bei stehenden Schwingungen eine Aenderung der Wellenlänge entsprechen würde. Ueber die Abhängigkeit der Tonhöhe von der Amplitude ist damit aber noch nichts entschieden. Denn einerseits handelt es sich, wie das Folgende zeigen wird, um sehr kleine Differenzen, andererseits sind die Amplituden der reflectirten Wellen selbst klein geworden und wirken auf einen Körper, welcher in unendlich kleine Amplituden versetzt wird. Wenn überhaupt die Methode ausreichend wäre, so würde nur der Nachweis genügen, daß die reflectirten Wellen die ursprüngliche Gabel nicht mehr, wohl aber eine etwas verstimzte in Bewegung setzen.

J. J. Müller ²⁾ hat bei Vergrößerung der Amplitude für die Longitudinalschwingungen eines Stabes eine Ton-erhöhung, für die Longitudinalschwingungen einer Luft-säule eine Vergrößerung der Wellenlänge beobachtet.

Aus den Versuchen desselben Beobachters ³⁾ über die Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes von der Intensität ergibt sich, daß sich gleichfalls die Wellenlänge mit vergrößerter Amplitude vergrößert, und Müller findet die Erklärung in einer Reibung des Aethers.

In einer früheren Abhandlung habe ich gezeigt ⁴⁾, daß

1) L. c. p. 482 ff.

2) Ber. der Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. Math.-phys. Klasse. 1870. 4. März.

3) Diese Ann. 1872. CXLV, S. 56.

4) Diese Ann. 1872. CXLVII S. 64.

bei den Transversalschwingungen von Saiten die Amplitude einen Einfluss hat, der sich dahin aussprechen lässt, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Töne auf der Saite vergrößert ist.

Allen diesen Versuchen, bei denen die Zunahme der Amplitude denselben Einfluss hat, wie Erhöhung des Tones bei ungeänderter Wellenlänge, stehen Angaben von Lissajous¹⁾ entgegen, wonach die Schwingungszahl von Stimmgabeln mit der Oscillationsweite verkleinert wird. Es wäre hier denkbar, daß eine Verrückung der Knotenlinien eintritt und so geht in die Resultate wieder eine Unsicherheit ein. Um die Frage nach der Abhängigkeit der Tonhöhe von der Amplitude zu untersuchen, erscheint es nöthig, einfachere Versuchsbedingungen herzustellen. Ich bin daher zu Stäben als Körpern von möglichst einfacher Gestalt und scharf abgegränzten Dimensionen übergegangen.

§. 2

Bei der einmal nicht zu umgehenden Schwierigkeit, eine vorläufig willkürliche Hypothese über die Beschleunigung als Function der Amplitude aufzustellen, nehme ich an, dieselbe lasse sich darstellen in der Form

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -ay \pm cy^3 \pm \dots$$

Berücksichtigt man, um bei einer zweiten Annäherung stehen zu bleiben, nur das Glied mit y^3 , so ergibt sich erstlich, daß die Tonhöhe abhängig wird von der Amplitude, ferner aber auch, daß das sogenannte Princip der Superposition seine Gültigkeit verliert. Von beiden Gesichtspunkten aus entstehen Fragen, welche theoretisches Interesse haben.

Zunächst handelt es sich darum, experimentell zu entscheiden über die Größenordnung des Coëfficienten c der Beschleunigung. A priori würde man ihn gleicher Ordnung mit a annehmen und die Vernachlässigung desselben

1) Ann. d. chim. (3) LI S. 147.

nur durch den kleinen Werth von y^3 gerechtfertigt erachten. —

Ferner ist es Sache des Versuchs zu entscheiden, ob bei sonst ungeänderten Verhältnissen (Wellenlänge) der Einfluß der Amplitude abhängig ist von der Tonhöhe für unendlich kleine Amplituden, ob also der Werth $\frac{c}{a}$ in allen Fällen constant ist oder, alles Andere als gleich vorausgesetzt, abhängig ist von a . Gleichzeitig erledigt sich hierbei die Frage, ob c positiv oder negativ zu nehmen ist, d. h. ob die Beschleunigung mit vergrößerter Amplitude zwar wächst aber nicht so stark, als wenn das zweite Glied fehlte, oder ob dieselbe noch stärker zunimmt.

Eine dritte Frage ist, ob sich ein Aequivalent für das Princip der Superposition aufstellen läßt. Mit anderen Worten: Es sey ein Punkt gegeben, der sich in einer Ebene unter dem Einfluß elastischer Kräfte bewegt. Man zerlege seine Schwingungen in zwei zu einander senkrechte Componenten und es heiße seine Maximalentfernung von der Ruhelage a_0 , die beiden Projectionen auf zwei zu einander senkrechte Axen ξ_0 und η_0 . Ist die Bewegung des Punktes untersucht, wenn er nur in der ξ -Axe schwingt, anfangend von ξ_0 und desgleichen für die Richtung η , so muß er, wenn er anfängt von a_0 aus zu schwingen, Bewegungen vollführen, die sich zusammensetzen, als ob er nach ξ und η noch ganz nach denselben Gesetzen schwänge, nur jetzt gleichzeitig nach beiden Richtungen, — so lange das Princip der Superposition gilt, d. h. so lange die Tonhöhe unabhängig von der Amplitude ist. Fällt diese Bedingung weg, so ist von vorneherein gar nicht zu übersehen, ob nicht die complicirtesten Erscheinungen auftreten. Denn im Allgemeinen würden jetzt Schwingungen nach einer Richtung durch das bloße Vorhandenseyn von Schwingungen in einer zweiten gegen die erste senkrechte Richtung modificirt werden. — Es versteht sich von selbst, daß ξ und η zwei Richtungen seyn müssen, denen *reale* Schwingungen von im Allgemeinen verschiedener

Tonhöhe zukommen, sobald der Punkt eine Verschiebung erleidet, die weder nach ξ noch nach η allein erfolgt. Denn in rein mathematischer Fiction kann natürlich jede ganz beliebige Schwingung in zwei Componenten zerlegt werden, deren Tonhöhe und deren Schwingungsform (bis auf einen constanten Factor) identisch ist mit derjenigen der resultirenden Schwingung.

Es knüpft sich schließlic hieran noch eine Frage, welche durch Bedingungen gegeben ist, unter denen alle Versuche angestellt werden. Da stets Dämpfung, sey es in Folge äußerer oder innerer Widerstände oder beider zugleich vorhanden ist, so läßt sich die Frage nach der Gültigkeit des Principis der Superposition noch dahin erweitern, ob die Dämpfung auf einer Schwingung in der Richtung α betrachtet werden kann als zusammengesetzt aus zwei Componenten parallel ξ und η , wo die Constanten der beiden Componenten zu bestimmen sind, indem man bloß Schwingungen resp. nach ξ und η erfolgen läßt.

§. 3.

Zurückführung der Untersuchung auf diejenige einer geradlinigen Bewegung.

Denkt man sich einen cylindrischen Stab von beliebig gestaltetem Querschnitt, so lassen sich im Allgemeinen stets zwei zu einander senkrechte Richtungen auffinden, für welche die Differenz der Schwingungszahlen einen Maximalwerth besitzt. Diese beiden Richtungen sollen mit ξ und η bezeichnet werden; die resp. Schwingungszahlen seyen n und $n + \nu$, wo ν eine kleine Zahl bedeutet. Zupft man den Stab in einer Richtung, welche den Winkel α (Azimuth) mit der ξ -Axe bildet und sey a_0 die Anfangsamplitude, so sind die beiden Componenten

$$\xi = a_0 \cdot \cos \alpha \cdot \cos nt$$

$$\eta = a_0 \cdot \sin \alpha \cdot \cos (n + \nu)t$$

und es entspricht diesen beiden Componenten der Bewegung in Folge der nach ξ und η verschiedenen Tonhöhe eine bestimmte Zeit, bis sich dieselben wieder in derselben

Phase befinden, d. h. bis die ursprüngliche Schwingungsfigur wieder hergestellt ist. Ich werde diese Zeit, wie in einer früheren Arbeit, die *Schwingungsperiode* nennen. So lange die Tonhöhe unabhängig ist von der Amplitude, muß auch die Schwingungsperiode unabhängig vom Azimuth der ursprünglichen Zupfrichtung seyn.

Ist dies nicht der Fall, so muß es möglich seyn, durch Bestimmung der Schwingungsperiode für verschiedene Werthe von ξ_0 und η_0 den Einfluß der Amplitude auf die Tonhöhe zu ermitteln.

So lange das Princip der Superposition seine Gültigkeit besitzt, ist die angeführte Methode außer allem Zweifel. Hier aber, wo es sich gerade um den Ausnahmefall handelt, tauchen principielle Schwierigkeiten auf, da a priori nicht zu übersehen ist, ob nicht bei endlichen Amplituden die Tonhöhe für Schwingungen nach einer Richtung, z. B. ξ , auch abhängig ist von denjenigen Constanten des Stabes, die bei unendlich kleiner Schwingungsweite bloß maassgebend sind für die Tonhöhe von Schwingungen parallel η . Wäre dies der Fall, so müßte man zu der experimentell weniger bequemen Methode übergehn, die Schwingungen eines Stabes durch einen zweiten unabhängig vom ersten schwingenden zu analysiren, indem man in bekannter Weise von beiden denselben Lichtstrahl reflectiren läßt. Eine directe Vergleichung der bei verschiedenen Stäben erhaltenen Resultate wäre dann nicht möglich.

Beschränkt man sich in der Betrachtung der Einfachheit halber auf einen einzigen schwingenden Punkt, der sich in einer Ebene bewegen soll, so lehrt die allgemeine Theorie der Elasticität, daß die Beschleunigung des Punktes, zerlegt in zwei auf einander senkrechte Richtungen von sonst ganz beliebiger Orientirung in der Ebene, sich darstellen läßt in der Form:

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{d^2 \xi}{dt^2} = \alpha \xi + \beta \eta + \gamma \xi^2 + 2 \delta \xi \eta + \epsilon \eta^2 + \mu \xi^3 + \dots \\ \frac{d^2 \eta}{dt^2} = \alpha_1 \eta + \beta_1 \xi + \gamma_1 \eta^2 + 2 \delta_1 \xi \eta + \epsilon_1 \xi^2 + \mu_1 \eta^3 + \dots \end{cases}$$

Beschränkt man sich auf unendlich kleine Amplituden, so fallen alle Glieder mit höheren Potenzen als der ersten fort. Ferner ergibt sich dann, daß sich stets zwei zu einander senkrechte Richtungen x und y von der Beschaffenheit finden lassen, daß eine Verschiebung x z. B. keine elastische Kraft erzeugt in der Richtung y senkrecht zur ersten. Bezieht man daher die Componenten einer Verschiebung auf diese beiden, die sogenannten *singulären* Richtungen, so lassen sich die Differentialgleichungen der Bewegung in der gewöhnlichen vereinfachten Form

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = n^2 x$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = n^2 y$$

aufstellen. Diesen beiden Richtungen entsprechen ausgezeichnete Werthe des elastischen Moments. Bei einem anisotropen Körper ist diese Bedingung erfüllt auch dann, wenn derselbe nach allen Richtungen symmetrisch gestaltet ist; bei einem isotropen Körper gehört dazu nicht-symmetrische Beschaffenheit nach verschiedenen Richtungen. Bei einem homogenen Stabe fallen die Richtungen zusammen mit denjenigen, für welche der Hauptträgheitsradius des Querschnitts einen Maximal- bzw. Minimalwerth besitzt. Ich will diese Richtungen, wie früher, *Hauptschwingungsrichtungen* nennen. Für den Versuch, sind dieselben dadurch charakterisirt, daß in ihnen ein elastischer Körper bei unendlich kleinen Amplituden linear ausschwingt.

Man überzeugt sich für Stäbe nun leicht experimentell, daß auch bei endlichen Amplituden noch zwei solcher ausgezeichneten Richtungen existiren, und zwar sind dieselben identisch mit den beiden Hauptschwingungsrichtungen für unendlich kleine Amplituden. Ich habe dies gefunden sowohl bei Stäben, denen in Folge der *Gestalt* des Querschnittes verschiedene Tonhöhe nach verschiedenen Seiten zukam als auch bei kreisrunden Stäben, von denen ich mich mittels sehr genauer Methoden überzeugt habe,

dafs ihre Verschiedenheit nach verschiedenen Richtungen wesentlich von der *ungleich elastischen* Beschaffenheit herührte. Man kann sonach sagen:

Der zunächst nur für unendlich kleine Verschiebungen abgeleitete Satz, dafs in einem isotropen oder anisotropen Mittel im Allgemeinen drei zu einander senkrechte Richtungen existiren, längs deren eine Verschiebung keine elastische Kraft senkrecht zur Verschiebung hervorruft, bleibt (wenigstens bei stabförmigen Körpern und der Beschränkung auf zwei zu einander senkrechte Richtungen) auch für endliche Amplituden bestehen. Die ausgezeichneten Richtungen sind für endliche Amplituden dieselben wie für unendlich kleine.

Wendet man diesen Satz auf die obigen Differentialgleichungen (1) an und bezieht demgemäfs die Bewegung nicht mehr auf die beliebigen Coordinaten ξ, η , sondern auf die Hauptschwingungsebenen xy , so müssen in der Gleichung für $\frac{d^2 x}{dt^2}$ alle Glieder, welche y enthalten, wegfällen, und umgekehrt. Es gestalten sich sonach die Gleichungen um in

$$(2) \quad \begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} = ax + bx^3 + cx^5 + \dots \\ \frac{d^2 y}{dt^2} = a_1 y + b_1 y^3 + c_1 y^5 + \dots \end{cases}$$

Es reducirt sich also die theoretische Behandlung auf die Entwicklung einer Bewegung, welche nur in einer Geraden erfolgt. Für das Princip der Superposition tritt ein sehr einfaches Aequivalent ein. Berücksichtigt man noch, dafs etwa vorhandene Anfangsgeschwindigkeiten können entstanden gedacht werden durch Bewegungen von gröfserer Amplitude und der Anfangsgeschwindigkeit 0, so läfst sich dasselbe aussprechen in der Form:

Eine Bewegung mit den Anfangsamplituden ξ_0, η_0 und beliebigen endlichen Anfangsgeschwindigkeiten läfst sich stets betrachten als zusammengesetzt aus zwei *vollständig unabhängig von einander* gleichzeitig bestehenden Schwin-

ungen nach zwei zu einander senkrechten Richtungen mit den Anfangsgeschwindigkeiten 0 und resp. Maximalamplituden ξ_1, η_1 , deren GröÙe sich bestimmt aus dem gegebenen Anfangszustande des Systems.

Es entspricht also das Princip in dieser Fassung noch ganz dem für unendlich kleine Verschiebungen gültigen, wenn man nur für die dort von der Amplitude unabhängigen Schwingungszahlen die unter Berücksichtigung des Amplitudeneinflusses abgeleiteten einführt. Das Princip gilt nicht mehr, wenn Kräfte vorhanden sind, welche von der Geschwindigkeit abhängen. Man sieht aber, daß durch Combination mit dem Versuche so zu sagen interpolirt werden kann, wenn man immer etwa während einer Schwingungsdauer die Bewegung als nicht gedämpft betrachtet und dann, mit Hülfe der experimentell ermittelten Dämpfung, eine neue Anfangsamplitude einführt. —

Für die Zwecke der folgenden Behandlung werde ich nun das eine Asymmetrie bedingende Glied mit dem Quadrate der Amplitude fallen lassen und mich außerdem auf die dritte Potenz derselben beschränken. Ob eine solche Hypothese ausreichend ist, kann natürlich nur die Vergleichung der Resultate mit dem Versuche lehren.

§. 4.

Theorie.

Da es vorerst unentschieden ist, ob der Constanten c ein dem Vorzeichen von a gleiches oder entgegengesetztes Zeichen beizulegen ist, so kommt es darauf an, das Integral der Differentialgleichung

$$(3) \quad \frac{d^2 y}{dt^2} = -ay \pm cy^3$$

mit den Grenzbedingungen

$$\frac{dy}{dt} = 0 \quad y = y_0$$

so zu entwickeln, daß dasselbe für beide Fälle gültig bleibt. Es gelingt dies leicht auf directem Wege mittels elliptischer Integrale, wenn man die später zu prüfende Hypothese

$$cy_0^2 < a$$

macht.

Aus (3) ergibt sich für das halbe Quadrat der Geschwindigkeit

$$\frac{1}{2} v^2 = \frac{a}{2} (y_0^2 - y^2) + \frac{c}{4} (y_0^4 - y^4)$$

Die Wurzeln der Gleichung $\frac{1}{2} v^2 = 0$

$$y_1 = +y_0; \quad y_2 = +i\sqrt{y_0^2 + \frac{2a}{c}}$$

$$y_3 = -y_0; \quad y_4 = -i\sqrt{y_0^2 + \frac{2a}{c}}$$

liefern dieselbe in der Form

$$\frac{c}{4} (y_0^2 - y^2) \left(y_0^2 + \frac{2a}{c} + y^2 \right).$$

Daraus folgt

$$t = \frac{2}{\sqrt{-c}} \int \frac{dy}{\sqrt{(y^2 - y_0^2) \left(y^2 + \frac{2a}{c} + y_0^2 \right)}}$$

Die durch die Form des Integrals gebotenen Substitutionen

$$k = \frac{y_0}{\sqrt{\frac{2a}{c} + 2y_0^2}} \quad y = y_0 \sqrt{1 - z^2}$$

ergeben

$$t = - \frac{1}{\sqrt{a + c y_0^2}} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{1 - z^2} \sqrt{1 - k^2 z^2}}$$

Es entsprechen den Grenzen

$$\begin{aligned} z &= z & y &= y_0 \sqrt{1 - z^2} \\ z &= 0 & y &= y_0 \quad (t = 0) \end{aligned}$$

Die fernere Substitution

$$z = \sin \varphi$$

liefert

$$t = - \frac{1}{\sqrt{a + c y_0^2}} \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}$$

wobei den Grenzen entspricht

$$\varphi = 0 \quad z = 0 \quad t = 0$$

$$\varphi = \varphi \quad y = y_0 \sqrt{1 - z^2} \quad t = t$$

Oder es entspricht dem Argumente $\sin \varphi$ ein Werth

$$y = y_0 \cdot \cos \varphi$$

Durch Umkehrung des Integrals ergibt sich also

$$\varphi = - \operatorname{am} (\sqrt{a + cy_0^2} \cdot t) \operatorname{mod} \frac{y_0}{\sqrt{\frac{2a}{c} + 2y_0^2}}$$

$$z = \sin \varphi = - \sin \operatorname{am} (\sqrt{a + cy_0^2} \cdot t)$$

$$y = y_0 \cdot \cos \operatorname{am} (\sqrt{a + cy_0^2} \cdot t)$$

Trotzdem, daß höhere als die erste Potenz der Amplitude in Betracht gezogen werden, läßt sich also die Schwingungsform noch darstellen in der Gestalt eines Cosinus; nur ist ein elliptischer Cosinus der Zeit einzuführen. —

Abgekürzt will ich in Zukunft schreiben

$$y = y_0 \cdot \cos \operatorname{am} wt,$$

wobei

$$w = \sqrt{a + cy_0^2}$$

$$t = \frac{1}{\sqrt{a + cy_0^2}} \cdot F(k, \varphi)$$

$$k = \frac{y_0}{\sqrt{\frac{2a}{c} + 2y_0^2}}$$

Die Größe w spielt natürlich jetzt nicht die Rolle der Schwingungszahl, wie dies beim cyclometrischen Cosinus ($\cos nt$) der Fall ist. Vielmehr ergibt sich die Schwingungszahl bezw. die Viertel-Schwingungsdauer in der Form eines vollständigen elliptischen Integrals erster Gattung

$$\frac{T}{4} = \frac{1}{\sqrt{a + cy_0^2}} \cdot F\left(k, \frac{\pi}{2}\right)$$

und läßt sich somit in Form einer unendlichen Reihe darstellen, welche fortschreitet nach Potenzen des Moduls:

$$\frac{T}{4} = \frac{1}{\sqrt{a + cy_0^2}} \cdot \frac{\pi}{2} \left\{ 1 + \left(\frac{1}{2}\right) \frac{y_0^2}{2\left(\frac{a}{c} + y_0^2\right)} + \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4}\right)^2 \left(\frac{y_0^2}{2\left(\frac{a}{c} + y_0^2\right)}\right)^2 + \dots \right\}$$

§. 5.

Unter der schon oben gemachten Annahme, daß

$$cy_0^2 < a$$

ist, lassen sich die Binome in unendliche Reihen entwickeln, welche fortschreiten nach geraden Potenzen der Amplitude. Führt man die Entwicklung durch, zunächst für die Glieder in der Klammer, so stellt sich $\frac{T}{4}$ dar in der Form

$$\frac{T}{4} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{a(1 + \frac{c}{a}y_0^2)}} \left\{ 1 + \alpha_1 \frac{c}{a} y_0^2 + \alpha_2 \left(\frac{c}{a} y_0^2 \right)^2 + \alpha_3 \cdot \left(\frac{c}{a} y_0^2 \right)^3 + \dots \right\}$$

Darin ist

$$\alpha_1 = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{2} \right)^2$$

$$\alpha_2 = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \right)^2 \cdot \left(\frac{1.3}{2.4} \right)^2$$

$$\alpha_3 = +\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \right)^2 - 2 \left(\frac{1}{2} \right)^2 \left(\frac{1.3}{2.4} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \right)^3 \left(\frac{1.3.5}{2.4.6} \right)^2$$

$$\alpha_4 = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \right)^2 + 3 \cdot \left(\frac{1}{2} \right)^2 \left(\frac{1.3}{2.4} \right)^2 - 3 \cdot \left(\frac{1}{2} \right)^3 \left(\frac{1.3.5}{2.4.6} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \right)^4 \cdot \left(\frac{1.3.5.7}{2.4.6.8} \right)^2$$

Oder man kann, um stets die schon vorher berechneten Glieder zu benutzen, schreiben

$$\alpha_0 = 0$$

$$\alpha_1 = \alpha_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \right)^2 = +0,1250$$

$$\alpha_2 = -\alpha_1 + \left(\frac{1}{2} \right)^2 \left(\frac{1.3}{2.4} \right)^2 = -0,0898$$

$$\alpha_3 = -\alpha_2 + \left(\frac{1}{2} \right)^3 \left(\frac{1.3.5}{2.4.6} \right)^2 - \left(\frac{1.3}{2.4} \right)^2 = +0,0577$$

$$\alpha_4 = -\alpha_3 + \left(\frac{1}{2} \right)^4 \left(\frac{1.3.5.7}{2.4.6.8} \right)^2 + \left(\frac{1.3}{2.4} \right)^2 - 2 \left(\frac{1}{2} \right)^3 \left(\frac{1.3.5}{2.4.6} \right)^2 = -0,0240$$

Entwickelt man nun auch das vor der Klammer stehende Binom, so wird

$$\frac{T}{4} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{a}} \left\{ 1 + A_1 \cdot \frac{c}{a} y_0^2 + A_2 \cdot \left(\frac{c}{a} y_0^2 \right)^2 + A_3 \left(\frac{c}{a} y_0^2 \right)^3 + \dots \right\}$$

wobei abgekürzt gesetzt ist:

$$A_1 = -\frac{1}{2} + \alpha_1$$

$$A_2 = +\left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot \frac{1.3}{1.2} + \alpha_2 - \frac{1}{2} \alpha_1$$

$$A_3 = -\left(\frac{1}{2}\right)^3 \cdot \frac{1.3.5}{1.2.3} + \alpha_3 - \frac{1}{2} \alpha_2 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot \frac{1.3}{1.2} \alpha_1$$

$$A_4 = +\left(\frac{1}{2}\right)^4 \cdot \frac{1.3.5.7}{1.2.3.4} + \alpha_4 - \frac{1}{2} \alpha_3 + \left(\frac{1}{2}\right)^3 \cdot \frac{1.3}{1.2} \alpha_2 - \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot \frac{1.3.5}{1.2.3} \alpha_1$$

Die numerische Durchführung ergibt endlich

$$\frac{T}{4} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{a}} \left\{ 1 - 0,375 \frac{c}{a} y_0^2 + 0,2227 \left(\frac{c}{a} y_0^2 \right)^2 - 0,1840 \left(\frac{c}{a} y_0^2 \right)^3 - 0,1248 \left(\frac{c}{a} y_0^2 \right)^4 \right\}.$$

Die Gleichung geht für $y_0 = 0$ in den gewöhnlichen Ausdruck für die Schwingungszahl über.

§. 6.

Einfluß der Dämpfung.

Bis jetzt ist keine Rücksicht auf die Dämpfung genommen worden; da dieselbe aber voraussichtlich einen Einfluß auf die Tonhöhe hat, so kann dieselbe a priori nicht vernachlässigt werden, wenn es sich um so geringe Differenzen handelt wie hier. Andererseits ist die Untersuchung derselben nöthig, um der continuirlichen Aenderung der Amplitude Rechnung tragen zu können. Nimmt man auch bei diesen Amplituden die Beschleunigung des Widerstandes noch an als proportional mit der Geschwindigkeit, und der Erfolg wird zeigen, daß für die benutzten Beobachtungen diese Annäherung hinreicht, so wird die Differentialgleichung

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = -ay - cy^3 - 2\varepsilon \frac{dy}{dt}.$$

Das Integral dieser Differentialgleichung mit den Nebenbedingungen

$$\frac{dy}{dt} = 0 \quad y = y_0$$

ist

$$y = y_0 \cdot e^{-\varepsilon t} \cdot \cos am(vt)$$

wobei

$$v = \sqrt{a - \varepsilon^2 + c y_0^2}$$

$$t = \frac{1}{\sqrt{a - \varepsilon^2 + c y_0^2}} \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{y_0^2}{2 \left\{ \frac{a - \varepsilon^2}{c} + y_0^2 \right\}} \cdot \sin^2 \varphi}}$$

also abgekürzt

$$vt = F \left(\frac{y_0}{\sqrt{2 \left(\frac{a - \varepsilon^2}{c} + y_0^2 \right)}} \varphi \right).$$

Man ersieht daraus:

1) Die Amplituden nehmen nach einer geometrischen Reihe ab.

2) Da dieses Integral aus dem ohne Dämpfung berechneten hervorgeht, wenn man nur überall statt a einführt $a - \varepsilon^2$, so folgt, daß auch bei größeren Amplituden der Einfluß der Dämpfung derselbe ist, als wenn der Punkt eine etwas geänderte Tonhöhe für unendlich kleine Amplituden besäße und dann ohne Dämpfung schwänge. Nur dadurch, daß jetzt continuirlich die Amplitude abnimmt, complicirt sich die Erscheinung.

Die Viertel-Schwingungsdauer stellt sich dar in der Form:

$$(4) \dots \frac{T}{4} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{a - \varepsilon^2}} \left\{ 1 - 0,375 \left(\frac{c}{a - \varepsilon^2} y_0^2 \right) + 0,2227 \left(\frac{c}{a - \varepsilon^2} y_0^2 \right)^2 - \dots \right\}$$

§. 7.

Für die Auswerthung der Versuche kommt es darauf an, die gesammte Zeit, welche verfließt zwischen zwei charakteristischen Momenten, z. B. zwischen den beiden Momenten, in welchen die Componenten parallel den beiden Hauptschwingungsebenen den Phasenunterschied $\frac{T}{4}$ und $3\frac{T}{4}$ haben, darzustellen als Function der Constanten a, c, ε und der entsprechenden Größen, die sich auf die andere Hauptschwingungsrichtung beziehen. Die strenge Durchführung stößt auf Schwierigkeiten, die, wenn überwindlich, doch eine Arbeit verursachen, welche vom rein physikalischen Standpunkte aus in keinem Vergleich mit dem Resultate stehen würde. Außerdem ist die Beobachtungsmethode nicht so genau, daß die Berücksichtigung aller kleinen, theoretisch vorhandenen Fehlerquellen angebracht seyn dürfte.

Nachdem vielmehr die theoretische Entwicklung den numerischen Werth von den Coefficienten der Reihe zu berechnen gestattet hatte, habe ich mich nach mehrfachem Probiren mit Näherungsrechnungen, welche über die Größenordnung von $\frac{c}{a}$ Aufschluß gaben, mit einem Verfahren begnügt, dessen Auseinandersetzung ein kurzes Eingehen auf das Experiment erfordert.

Die Versuche wurden in der Weise angestellt, daß alle Combinationen der Anfangsamplituden ξ_0 resp. $\eta_0 = 5^{\text{mm}}, 10^{\text{mm}}, 20^{\text{mm}}$ einzeln hergestellt wurden. Da nur Stäbchen benutzt wurden, bei denen die Schwingungszahlen in den beiden Hauptschwingungsebenen nahezu im Verhältniß 1:1 standen, so wurde als die zu messende Größe die Zeit angesehen, welche verstrich zwischen der Phasendifferenz $\frac{T}{4}$ und $3\frac{T}{4}$ der beiden Schwingungen, weil nur diese Schwingungsfiguren hinreichend rasch sich ändern. Die Zeit, welche vom Anfang der Bewegung bis zum Eintritt der Phasendifferenz $\frac{T}{4}$ verging, wurde aber gleich-

zeitig mitgezählt und ist nöthig, um die Amplitude zu bestimmen, welche der Stab bei der Phasendifferenz $\frac{T}{4}$ besaß.

Ein zweiter Satz Beobachtungen bestimmte die Zeiten, welche verflossen bis die Excursionen parallel ξ aus dem Anfangszustand

$$\xi_0 = 20^{\text{mm}}; \quad \eta = \begin{cases} 5^{\text{mm}} \\ 10 & \text{auf } 10^{\text{mm}}, 5^{\text{mm}}, 3^{\text{mm}} \\ 20 \end{cases}$$

gesunken waren. Ein gleiches geschah für die η -Richtung. Durch Rechnung oder graphische Interpolation konnten hieraus die der Phasendifferenz $\frac{T}{4}$ und $3 \frac{T}{4}$ entsprechenden Amplituden berechnet werden, wenn man zur Interpolation annahm, daß die Schwingungsweite immer innerhalb zweier direct bestimmter Momente nach einer geometrischen Reihe abnimmt, deren Exponent aus den Anfangs- und Endgliedern berechnet wird.

Aus den beiden so erhaltenen Amplituden wurde wieder das Mittel genommen und dieses in die Rechnung eingeführt.

Da mir Näherungsrechnungen gezeigt haben, daß man schon das Glied mit der vierten Potenz der Amplitude, welches mit $\left(\frac{c}{a - \varepsilon}\right)^2$ multiplicirt ist, vernachlässigen darf, so gestaltet sich nun die Rechnung einfach.

Bezeichnet man mit N_x und N_y , die Schwingungszahlen in der resp. x und y -Ebene für unendlich kleine Schwingungsweiten;

mit x_0, y_0 resp. x_1, y_1 die mittleren Amplituden;

mit τ_0 und τ_1 die Zeiten, welche nöthig sind, damit die Phasendifferenz von $\frac{T}{4}$ bis $3 \frac{T}{4}$ wächst, und wird außerdem festgesetzt, daß die rascheren Schwingungen in der Richtung x erfolgen, so finden (cfr. Gl. 4, §. 6) die Relationen statt

$$N_0 (1 + \bar{c} x_0^2) \tau_0 = N_0 (1 + \bar{c} y_0^2) \tau_0 + \frac{1}{2}$$

$$N_0 (1 + \bar{c} x_1^2) \tau_1 = N_0 (1 + \bar{c} y_1^2) \tau_1 + \frac{1}{2}$$

Dabei ist

$$\bar{c} = 0,375 \cdot \frac{c}{a - s^2}$$

und diese GröÙe als dieselbe angenommen für beide Hauptschwingungsebenen. Dies ist natürlich nur gestattet, wenn die Tonhöhen nach beiden Richtungen fast vollkommen gleich sind. Aus diesem Grunde wurden kreisförmige Stäbe gewählt.

Die Elimination von N_0 liefert für \bar{c}^2 eine quadratische Gleichung von der Form:

$$(4) \dots A \bar{c}^2 + B \bar{c} = D,$$

worin

$$\begin{aligned} A &= (x_0^2 y_1^2 - x_1^2 y_0^2) N_0^2 \tau_0 \tau_1 \\ B &+ [(y_1^2 - y_0^2) - (x_1^2 - x_0^2)] N_0^2 \tau_0 \tau_1 \\ &\quad + \frac{1}{2} (x_0^2 \tau_0 - x_1^2 \tau_1) \end{aligned}$$

$$D = \frac{1}{2} (\tau_1 - \tau_0)$$

Die beiden Wurzeln der Gleichung haben so verschiedene Werthe, daß kein Zweifel darüber entstehen kann, welcher Werth anzunehmen ist. — Die Gleichung setzt, außer den direct gemessenen GröÙen, nur noch voraus, daß die Schwingungszahl für unendliche kleine Amplituden bekannt ist; ich habe dies durch die Bestimmung der Elasticitätsmoduln und der sonst nöthigen Constanten der Stäbe erreicht.

Die Gleichung (4) zeigt, daß die GröÙe $\frac{c}{a}$ abhängt von der Einheit, in welcher die Amplitude ausgedrückt wird, und in Bezug darauf von der — 2. Ordnung ist. Es ist also die Bedingung erfüllt, daß die Beschleunigung unabhängig ist von dem der Amplitude zu Grunde gelegten Maas.

§. 8.

Ueber die Obertöne bei endlichen Excursionen.

Die Schwingungsform des elastischen Punktes

$$y = y_0 \cdot e^{-st} \cos am \, vt$$

wo

$$vt = - \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{y_0^2}{2\left(\frac{a-s^2}{c} + y_0\right)} \cdot \sin^2 \varphi}}$$

läßt sich nach den allgemeinen Eigenschaften dieser Functionen in eine periodische Reihe entwickeln. Es wird

$$y = y_0 e^{-st} \frac{2\pi}{kK} \left\{ \frac{\sqrt{q}}{1+q} \cos \frac{vt}{2K} \pi + \frac{\sqrt{q^3}}{1+q^3} \cos \frac{3vt}{2K} \pi + \dots \right\}$$

In dieser Reihe bedeutet

$$k \text{ den Modul} = \sqrt{\frac{y_0}{2\left(\frac{a-s^2}{c} + y_0\right)}}$$

$$K \text{ das vollständige elliptische Integral } F\left(k, \frac{\pi}{2}\right) \\ = -v \cdot \frac{T}{4}$$

t das unvollständige elliptische Integral, dividirt durch v

v wieder den Werth $\sqrt{a - s^2 + cy_0^2}$

q den Ausdruck $e^{-\pi \frac{K'}{K}}$, wo K' nach der üblichen

Bezeichnungsweise $= F\left(\sqrt{1-k^2}, \frac{\pi}{2}\right)$.

Der Cosinus des ersten Gliedes bekommt wieder denselben Werth, wenn die Zeit t gewachsen ist um $\frac{4K}{v} = T$, d. h. es stellt das erste Glied eine Pendelbewegung dar, deren Schwingungsdauer gleich der eben gefundenen Schwingungsdauer des Punktes ist, und man sieht, das

sich die Schwingungen des Punktes zerlegen lassen in Partialschwingungen von den Schwingungszahlen N , $3N$, $5N$ etc., wenn N die oben gefundene Tonhöhe des Punktes bedeutet.

Entstehen also durch die Schwingungen eines einzigen (unter Einfluß symmetrisch gegen die Ruhelage vertheilter Kräfte befindlichen) Punktes Obertöne, so können dies nur ungeradzahlige seyn. Ob aber die Partialtöne wirklich als solche vorhanden sind, ist eine Frage, welche sich rein theoretisch nur beantworten läßt, wenn man das ganze schwingende System betrachtet und nachweisen kann, daß eine Theilung in Partialsysteme, denen diese Töne als Eigentöne zukommen, möglich ist. Ein Schluß aus der theoretischen Betrachtung eines einzigen schwingenden Punktes auf ausgedehnte Körper ist nur in soweit gestattet, als es sich um den Körper, als Ganzes schwingend, handelt.

(Schluß im nächsten Heft.)

III. *Eine Untersuchung über Stabmagnetismus; von A. L. Holz.*

Nachstehende Arbeit habe ich im hiesigen, physikalischen Laboratorium der königlichen Universität ausgeführt und zwar unter der Leitung des G. R. Professors Helmholtz, welcher meine Arbeiten unterstützt und wesentlich gefördert hat.

In den Tabellen I bis XII am Schlusse dieses Aufsatzes befinden sich die Versuchsreihen von 12 Stäben aus englischem Corsetstahl; dieselbe habe ich einzeln in einer Magnetisirungsspirale bis zur Sättigung magnetisirt, nach einem bis zwei Tagen die magnetischen Momente bestimmt und dann in verdünnte Salzsäure gebracht. Nachdem die

Stäbe 20 bis 24 Stunden in dieser Säure gelegen, wurde wiederum das Moment der nun durch Auflösung leichter gewordenen Stäbe festgestellt, welches in den mit der Zahl des Stabes numerirten Tabellen enthalten ist.

Genau dasselbe Verfahren habe ich bei 6 in verschiedenen Farben angelassenen Stäben anderer Stahlsorte angewandt, für welche die Resultate in den Tabellen XIII bis XVIII verzeichnet stehen.

Das magnetische Moment erhielt ich mittelst Spiegelgalvanometer und Fernrohr, beide Apparate befanden sich im Abstände von 1,721 Mtr., während die Entfernung sämtlicher Magnetstäbe vom Galvanometerspiegel 0,345 Mtr. betrug. Die Gröfse der Ablenkung habe ich durch das Fernrohr abgelesen, unter welchem die Scala, die eine Millimeter-Eintheilung hatte, so angebracht war, dass ihre Mitte dem Spiegel genau gegenüber hing, während das Fernrohr auf die Mitte der Scala eingestellt wurde; aus der Gröfse des erhaltenen Ablenkungswinkels wurde die Tangente berechnet; die horizontale Intensität T , welche zur Bestimmung des Momentes erforderlich ist, habe ich früher gemessen und an demselben Orte für dieselbe 1,83 gefunden.

Bei genauer Ablesung des jedesmaligen Ablenkungswinkels konnte ich die magnetischen Momente bestimmen, welche die Stäbe erhielten, nachdem eine Schicht des Eisens rings um den ganzen Stab aufgelöst war und durch jedesmalige Gewichtsbestimmung den Gewichtsverlust des Stabes feststellen.

Das Auflösen des Eisens wurde nur so lange fortgesetzt, bis die Stäbe an ihren Dimensionen beträchtlich einküßten.

Die Tabellen I bis XII geben für die 12 Corsettstahlstäbe in der ersten Columnne die Scalentheile in Millimetern als Gröfse der Ablenkung an, die zweite Columnne enthält das durch die Salzsäure verkleinerte Gewicht, die dritte giebt das magnetische Moment $M = \frac{1}{2} r T \tan \alpha$ in Gaußs-

schen Einheiten an; die vierte Columnne enthält den Quotient:

$$\frac{\text{tang } \alpha}{P} = \frac{\text{Tangente des Ablenkungswinkels}}{\text{Gewicht}}; \text{ die fünfte enthält den}$$

Werth des Quotienten: $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$. In derselben Reihenfolge

befinden sich die verschiedenen Werthe für die 6 angelassenen Stäbe in den Tabellen XIII bis XVIII.

Beim Vergleichen der erhaltenen Resultate ist aus den Tabellen I bis XII deutlich zu ersehen, daß die Gewichtsverminderung der Stäbe nicht eine gleiche Momentverminderung hervorgerufen hat, denn während das Gewicht kleiner wurde, ist der Quotient, welcher das Moment für die Einheit des Gewichtes von 1 Milligr. ausdrückt, gewachsen, und zwar während die Salzsäure einen Theil des Eisens fortgenommen, ist das magnetische Moment für die Masseneinheit größer geworden.

Die Reihe der erhaltenen Momente bei den 12 Blank-scheitstahlstäben zeigt in den Tabellen I bis XII eine unregelmäßige Aufeinanderfolge; die Werthe der Momente steigen und fallen ohne jede einheitliche Uebereinstimmung während bei den 6 angelassenen Stäben regelmäßig die Werthe der magnetischen Momente abnehmen, so oft eine Gewichtsverminderung verzeichnet ist.

Bei den ersten 12 Stäben treten oft Erhöhungen der Momente nach einem Gewichtsverluste ein. Die vierte Reihe der dritten Tabelle zeigt nach einem Gewichtsverlust von 15 Proc. beinahe das erste vor dem Abätzen festgestellte Moment nur mit einem Unterschiede von kaum $\frac{1}{4}$ Proc.; Tabelle VIII zeigt in vierter Reihe dasselbe Resultat; Tabelle IX behält, nachdem an drei aufeinanderfolgenden Tagen das Gewicht täglich vermindert wurde, an allen drei Tagen fast ein und denselben Ablenkungswinkel, die Differenz der drei Zahlen liegt nur in den Bruchtheilen eines Millimeters; Tabelle X giebt für ihren Stab eine relativ nicht unerhebliche Vergrößerung des Momentes, nachdem 19 Proc. Verlust an Eisen bestimmt

wurde; dagegen drücken die für die 6 von blaßgelb, braun bis blau angelassenen, weichen Stäbe erhaltenen Versuchsreihen eine Gleichmäßigkeit dadurch aus, daß die Abnahme des Momentes stets nach einer Gewichtsverminderung stattfindet. Diese Resultate bestätigen nicht die in Wiedemann's Galvanismus angeführte Behauptung aus den Versuchen von Mauritius:

„dass diese Erscheinungen sich wesentlich nur bei weichen, nicht bei harten Stäben zeigen“;

es ergeben sämtliche Versuchsreihen ein unregelmäßiges Steigen und Sinken bei der Blankscheit-Qualität, während ich bei demselben Verfahren jedesmal eine Abnahme des magnet. Momentes bei allen 34 Versuchsreihen der angelassenen, relativ weichen Stahlstäbe zu verzeichnen hatte; diese 6 Stäbe waren in den Farben angelassen, wie in den Tabellen XIII bis XVIII, aber keine Reihe drückt bei diesen weichen Stäben die hier angeführte von Mauritius beobachtete Erscheinung aus.

Die Vertheilung der Eisenmoleculé in den sechs angelassenen Stäben erwies sich durchgehend gleichmässiger als die der 12 abgeätzten Blankscheitstäbe, letztere waren auf ihren Oberflächen rauh und höckrig; die hervortretende schwarze Masse, welche ich Kohleneisen nennen möchte, bildete an den beiden Enden des Stabes fadenartige Formen, derart, als befänden sich wirklich Fäden der Länge des Stabes parallel nebeneinander, die ganze vorhandene Eisenmasse lag um das schwarze Kohleneisengerippe, wie eine Flüssigkeit um einen festen Körper.

Diese Structur fand ich nicht bei den Stahlstäben XIII bis XVIII, hier waren die Eisentheilchen in kleineren fast gleichmäßigen Dimensionen ausgedehnt, das Kohleneisen zeigte keine hervorstehenden Fäden und die raue, höckerige Oberfläche in solch auffallendem Maafse war nicht vorhanden.

Eisen und die mit „Kohleneisen“ bezeichnete Masse haben bei den angelassenen Stäben in Folge langsamerer Abkühlung sich mehr einem feineren mechanischen Gefüge

hingeben können, die Eisenmasse bildet hier nicht die Hülle, wie bei dem englischen Corsettstahl, sondern ist in feinkörniger Vertheilung vorhanden, gemischt mit körniger Structur des Kohleneisens; aber ausser diesem Anlassen der Stäbe bedingt noch besonders die Structurverschiedenheit *die vorangegangene Art* der Stahlbereitung.

Diese Arten der Vertheilung sind von besonderer Wichtigkeit für die Vertheilung der magnetischen Kraft, die Tabellen liefern hierfür ganz bestimmte Resultate.

Bei den schon vorhin angeführten Stäben III, VIII, IX und X verringerte das Eisen die Wirkung des Magnetismus nach außen, wie ein dem Magnet angelegter Anker von weichem Eisen thun würde, *während das Kohleneisen die wichtige Rolle des Trägers der magnetischen Coercitivkraft übernimmt.*

Nachdem fast alle Stäbe ein Drittheil bis zur Hälfte des Eisens verloren hatten, habe ich dieselben mit ihren zurückbehaltenen Kohlenschichten durch einen galvanischen Strom neu magnetisirt, und dann so lange abgewartet, bis das Moment gleichmäfsig blieb; war dasselbe festgestellt, so erhielt ich fast in allen Fällen das ungefähre erste Moment, welches ich vor dem Abätzen verzeichnet hatte, obgleich die oberen Kohlenschichten durch die Säureflüssigkeit erheblich in ihren Lagen und Theilchen geändert wurden; bei dem Stabe II erhielt ich sogar ein höheres Moment als das, welches er vor dem Abätzen hatte; die betreffende Tabelle zeigt, dafs nachdem das Gewicht von 14,410 auf 9,715 reducirt war, das Moment von 2122042,2 auf 3114106,4 stieg, während es vor dem Abätzen 2958533,3 betrug.

Tabelle VI zeigt nächst diesem Resultate das Moment vor dem Abätzen: 3373396,9, Gewicht: 14,620; das letzte Moment vor dem Magnetisiren: 2096113,0, Gewicht: 7,380, nach dem Magnetisiren: 3362490,2, Gewicht: 7,380. Die Quotienten derselben Tabellen zeigen den Unterschied von 230,73845 bis 455,62316. Das neue Moment ist um $\frac{1}{3}$ Proc. verschieden gegen das erste; der Stab hat also,

obgleich er fast die Hälfte seines Gewichtes verloren, beinahe das Doppelte an specifischem Magnetismus gewonnen, wenn der Quotient denselben ausdrückt; und nachdem fast die Hälfte des Gewichtes aufgelöst war, erhielt der Stab fast das erste Moment wieder, welches er vor dem Abätzen hatte.

Tabelle V giebt, nachdem der Stab mehr als $\frac{1}{3}$ des Gewichtes durch Eisenauflösung verloren hatte, ein um mehr als 6 Proc. größeres Moment. Aehnliche Werthe zeigen alle übrigen der ersten 12 Tabellen. Die Stäbe I bis VIII habe ich wie vorher dem weiteren Einflusse der Salzsäure ausgesetzt und die Gewichtsverminderung entsprach wiederum einem größeren specif. Magnetismus, nur bei VI, VII und VIII fand ein Steigen dieser Werthe nicht statt, weil chemische und mechanische Einflüsse einen großen Theil der Kohleneisenmasse losgerissen hatten, wodurch besonders die Länge durch das Abfallen der hervorstehenden Fäden sich verminderte.

Ganz anders verhalten sich die Resultate der Versuchsreihen der angelassenen Stäbe, hier treten nach Abnahme des Gewichtes regelmäßig kleinere Momente auf, während der Quotient innerhalb engerer Grenzen variirt. Die überall stattfindende Abnahme des Gewichtes hatte auch regelmäßig eine Abnahme des Momentes zur Folge; dies läßt auf eine gleichmäßigere Vertheilung des Eisens schließen und somit auch auf eine gleichmäßigere Vertheilung der Coercitivkraft; die für diese Erscheinung gewonnenen Quotienten entsprechen der eben ausgedrückten Vermuthung.

Die angelassenen Stäbe habe ich bis auf die Stäbe XV und XVIII ebenfalls neu magnetisirt und nachdem ich die gleichbleibenden Ablenkungen an dem Galvanometerspiegel abgewartet, versuchte ich das Kohleneisen zu entfernen, welches in feinkörnigem Zustande auf den Stäben zurückblieb. Ich habe vorsichtig die Kohle abgestreift und erhielt, als ich Moment und Gewicht gegen einander verglich, durch genaue Zahlen die Bestätigung, daß den Kohleneisenthailchen des Stabes Magnetismus inhärrt. Ich

untersuchte nun alle Stäbe und ging bei der Abnahme der äusseren Schichten noch behutsamer zu Werke, indem ich durch schwaches Abspritzen mit Wasser die losen Kohleneisentheilchen eben so sicher entfernte. Das Resultat wiederholte sich bei allen Stäben: *das magnetische Moment wurde durch Abnahme des Kohleneisens kleiner*, die grossen Veränderungen der Quotienten drücken zweifellos die Wichtigkeit dieser Masse aus.

Die magnetische Eigenschaft des Kohleneisens führte mich zur Herstellung eines ausserordentlich leichten Magnetes, zu dem leichtesten, welcher wohl je einer Messung unterzogen wurde:

Eine Nähnadel liess ich so lange in verdünnter Salzsäure liegen, bis ich einen Rest erhielt, der nicht länger wie 3 Millimeter und nicht schwerer wie $\frac{1}{4}$ Milligramm wog; das Produkt dieses haardünnen Stäbchens waren Kohlen- und Eisentheilchen, wenn ich die übrigen Beimischungen nicht berücksichtige, welche überhaupt im Stahl existiren. Dieses Stäbchen wurde in einer Magnetisirungsspirale mit dem Strom zweier galvanischer Elemente magnetisirt und nachdem ich von der nördlichen und südlichen Ablenkung des Galvanometerspiegels das Mittel nahm, erhielt ich folgende Reihe für ein Stäbchen, welches noch $\frac{1}{4}$ unter der Gewichtseinheit = 1 Milligramm war:

Ablenkung in Millimetern	Gewicht des Stäbchens	Magnetisches Moment	$\frac{\text{tang } \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten
4,	$\frac{1}{4}$ Mgr.	165,954	$\frac{0,00164}{\frac{1}{4}}$	221,272

Die Entfernung r vom Galvanometerspiegel betrug 48 Millimeter; Entfernung des Spiegelgalvanometers vom Fernrohr: = 1,220.

Der hier beschriebene Versuch hat zu folgenden Resultaten geführt:

- 1) Die Grösse des magnetischen Momentes eines Stahlstabes in Bezug auf seine Qualität ist abhängig

von der Structur des Eisens und der damit verbundenen Structur des Kohleneisens;

- 2) a. das magnetische Moment für die Gewichtseinheit = 1 Milligramm *steigt* durch Abnahme von magnetisirtem Eisen,
- b. das magnetische Moment für die Gewichtseinheit = 1 Milligramm fällt durch Abnahme von magnetisirtem Kohleneisen;
- 3) die durch Auflösen des Eisens zurückbleibenden Kohleneisentheilchen sind magnetisierbar und erhalten permanenten Magnetismus;
- 4) die leichtesten, permanenten Magnete erhält man aus den Restkörpern aufgelöster Eisenmassen, wenn diese Resttheilchen neu magnetisirt werden.

Die hierauf vorgenommene Untersuchung über das magnetische Verhalten einiger Graphite und Kohlensorten an einem kräftigen Elektromagnet ergab:

- No. 1. Mineralischer Graphit, angegebener Fundort: Baireuth; von den vier untersuchten Stücken am meisten eisenhaltig, ist vollkommen *diamagnetisch*.
- No. 2. Mineralischer Graphit, weniger eisenhaltig als No. 1, ist *magnetisch* zwischen den Polen des Elektromagnets; Fundort nicht zu ermitteln.
- No. 3. Mineralischer Graphit, angegebener Fundort: Pensylvania, besonders glänzend und feinblättrig, enthält von den vier untersuchten Stücken am wenigsten Eisen, ist *magnetisch* wie No. 2.
- No. 4. Mineralischer Graphit, angegebener Fundort: Kronberg (England), mit geringerem Eisen gehalt wie No. 1: zwei von diesem Stück geschnittene Stäbchen, jedes von 20 Mm. Länge und 2 Mm. Querschnitt, erhielten *permanenten Magnetismus*.

Diese vier untersuchten Graphite befinden sich in dem hiesigen mineralogischen Museum der königl. Universität.

Als vollkommen *diamagnetisch* erwiesen sich Tannenhholzkohle, Weißbuchenholzkohle und Ruß.

Tabelle der Graphitstäbe mit permanentem Magnetismus.

Entfernung v vom Galvano- metr. Spiegel 90 Mm.	Ablen- kung in Milli- metern	Gewicht in Milligr.	Magnetisches Moment:	Quotient: <u>Moment</u> Gewicht	Speci- fischer Magne- tismus
Stab 1	3	325	753,7495	$\frac{753,7495}{325}$	2,319
„ 2	3,25	408	813,7827	$\frac{813,2827}{408}$	2,001

Die Entfernung des Spiegelgalvanometers vom Fernrohr
= 1331.

Tabelle I.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Berechneter Werth des Quotienten
311,2	13,575	3397446,8	$\frac{0,09041}{13,575}$	250,27315
309,25	13,291	3376403,1	$\frac{0,08985}{13,291}$	254,03679
304,065	12,865	3319660,0	$\frac{0,08834}{12,865}$	257,97807
300,5	12,160	3480578,2	$\frac{0,08730}{12,160}$	369,78437
295	11,331	3221131,1	$\frac{0,08572}{11,331}$	284,28255
279,25	10,420	3048721,1	$\frac{0,08113}{10,420}$	292,58362
259,87	9,505	2837155,8	$\frac{0,07550}{9,505}$	298,49089
248,75	9,040	2715781,2	$\frac{0,07227}{9,040}$	300,41799
{ neu magnetisirt }				
267	9,040	2904044,7	$\frac{0,07728}{9,040}$	321,24393
246	8,280	2685715,4	$\frac{0,07147}{8,280}$	323,61578
233,25	7,700	2546676,0	$\frac{0,06777}{7,700}$	330,73717

Tabelle II.

Ablenkung in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Berechneter Werth des Quotienten
271,0	14,410	2958533,3	$\frac{0,07873}{14,410}$	205,31066
149,10	14,230	2719535,8	$\frac{0,07237}{14,220}$	191,24727
248,25	13,755	2710135,0	$\frac{0,07212}{13,755}$	197,02950
246,6	13,020	2692103,7	$\frac{0,07164}{13,020}$	206,76681
237,25	12,106	2590266,6	$\frac{0,06893}{12,106}$	213,96552
221,75	11,158	2421164,4	$\frac{0,06442}{11,158}$	216,98910
204,50	10,220	2232522,2	$\frac{0,05941}{10,220}$	218,44641
194,38	9,715	2122042,2	$\frac{0,05647}{9,715}$	218,42940
{ neu magnetisirt } 285,25	9,715	3114106,4	$\frac{0,08287}{0,716}$	320,56250
271,75	9,020	2966800,0	$\frac{0,07895}{0,020}$	328,91344
253,62	8,355	2768763,0	$\frac{0,07368}{8,395}$	329,81098

Tabelle III.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\text{tang } \alpha}{\text{Gewicht}}$	Berechneter Werth des Quotienten
420,0	15,315	4585293,6	$\frac{0,12202}{15,315}$	299,39889
412,25	15,085	4500742,7	$\frac{0,11977}{15,085}$	298,35884
406,25	14,649	4435357,2	$\frac{0,11803}{14,649}$	302,77542
415,35	13,900	4534563,6	$\frac{0,12067}{13,900}$	326,22657
419,0	13,060	4573269,5	$\frac{0,12173}{13,060}$	350,17379
411,75	12,230	4495482,5	$\frac{0,11963}{12,230}$	366,73286
397,625	11,275	4341036,0	$\frac{0,11552}{11,275}$	385,01425
390,0	10,750	4257987,3	$\frac{0,11331}{10,750}$	396,09183
375,25	10,105	4096777,4	$\frac{0,10902}{10,105}$	405,42084
{ neu magnetisirt } 408,125 }	10,105	4455649,5	$\frac{0,11857}{10,105}$	440,93515
387,50	9,500	4230555,3	$\frac{0,11258}{9,500}$	445,32163
365,65	8,960	3993061,5	$\frac{0,10626}{8,960}$	445,65415

Tabelle IV.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Momen	Quotient $\frac{\text{tang } \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
347,50	14,104	3793897,3	$\frac{0,10096}{14,104}$	268,99434
345,0	13,776	3766464,7	$\frac{0,10023}{13,776}$	273,40774
339,0	13,300	3701078,6	$\frac{0,09849}{13,300}$	278,27660
343,65	12,494	3751809,5	$\frac{0,09984}{12,494}$	300,28890
337,75	11,590	3698448,7	$\frac{0,09842}{11,590}$	319,10691
321,25	10,645	3507256,4	$\frac{0,09333}{10,645}$	329,47447
302,625	9,708	3307877,3	$\frac{0,08792}{9,708}$	340,32519
289,75	9,220	3163334,3	$\frac{0,08418}{9,220}$	343,09484
268,75	8,390	2934107,4	$\frac{0,07808}{8,390}$	349,71484
{ neu magnetisirt } 334,0	8,390	3646590,8	$\frac{0,09704}{8,390}$	434,63530
322,0	8,005	3515442,7	$\frac{0,09355}{8,005}$	439,15586
293	7,320	3204295,0	$\frac{0,08527}{7,320}$	437,74520

Tabelle V.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\text{tang } \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
247,3	11,900	2699995,0	$\frac{0,07185}{11,900}$	226,89031
243,5	11,619	2664411,6	$\frac{0,07074}{11,619}$	229,31503
242,25	11,229	2644755,5	$\frac{0,07038}{11,229}$	235,52902
243,5	10,615	2658283,3	$\frac{0,07074}{10,615}$	250,42707
243,0	9,853	2653083,5	$\frac{0,07060}{9,853}$	269,21037
238,0	9,135	2598534,1	$\frac{0,06915}{9,135}$	284,45908
225,25	8,385	2459118,6	$\frac{0,06544}{8,385}$	293,27509
217,50	8,010	2370567,8	$\frac{0,06319}{8,010}$	296,45041
206,50	7,475	2254317,6	$\frac{0,05999}{7,475}$	310,58097
{ neu magnetisirt } 262,0	7,475	2860454,0	$\frac{0,07612}{7,475}$	382,66947
249,0	7,040	2718408,2	$\frac{0,07234}{7,040}$	386,13752
242,25	6,565	2644755,5	$\frac{0,07038}{6,565}$	402,85692

Tabelle VI.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
309,0	14,620	3373396,9	$\frac{0,08977}{14,620}$	230,73845
306,55	14,245	3346716,9	$\frac{0,08906}{14,245}$	234,93967
301,75	13,848	3294482,6	$\frac{0,08767}{13,848}$	237,90311
297,0	13,295	3442624,6	$\frac{0,08629}{13,295}$	243,89809
292,0	12,430	3187760,6	$\frac{0,08483}{12,430}$	256,51012
270,75	11,320	2955902,8	$\frac{0,07866}{11,320}$	261,12215
254,0	10,232	2772896,8	$\frac{0,07379}{10,232}$	270,44142
240,625	9,580	2627093,3	$\frac{0,06991}{9,580}$	274,22684
211,25	8,355	2306175,6	$\frac{0,06137}{8,355}$	276,02331
192,0	7,380	2096113,0	$\frac{0,05578}{7,380}$	284,02614
{ neu magnetisirt }				
308,0	7,380	3362499,2	$\frac{0,08948}{7,380}$	455,62316
240,0	6,705	2620329,5	$\frac{0,06973}{6,705}$	390,80225

Tabelle VII.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
322,7	14,155	3522958,5	$\frac{0,09375}{14,155}$	248,88436
315,315	13,875	3442540,9	$\frac{0,09161}{13,875}$	248,11108
312,50	13,470	3411726,6	$\frac{1,09079}{13,470}$	253,28333
314,50	12,970	3433521,4	$\frac{0,09137}{12,970}$	264,72793
314,25	12,060	3430891,3	$\frac{0,09130}{12,060}$	284,48523
303,50	11,260	3313271,0	$\frac{0,08817}{11,260}$	294,25143
290,50	10,155	3171601,4	$\frac{0,08440}{10,155}$	312,31921
275,0	9,615	3002500,0	$\frac{0,07990}{9,615}$	312,27245
259,75	8,985	2836028,1	$\frac{0,07547}{8,985}$	315,64029
193,75	7,350	2115277,7	$\frac{0,05629}{7,350}$	287,89291
{ neu magnetisirt } 307	7,350	3351601,6	$\frac{0,08919}{7,350}$	456,00031
271,62	6,720	2964169,2	$\frac{0,07888}{6,720}$	441,09667

Tabelle VIII.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\tan \alpha$ Quotient	Werth des Quotienten Moment Gewicht
348,5	15,040	4196735,6	$\frac{0,11168}{15,040}$	279,03827
378,5	14,790	4132476,2	$\frac{0,10997}{14,790}$	279,41019
376,0	14,388	4103541,5	$\frac{0,10924}{14,388}$	285,20586
384,25	13,695	4195232,0	$\frac{0,11164}{13,695}$	306,33317
352,75	12,900	3851015,9	$\frac{0,10248}{12,900}$	298,52835
357,0	12,025	3897612,6	$\frac{0,10372}{12,025}$	324,12582
345,0	10,830	3766464,6	$\frac{0,10023}{10,830}$	347,78064
337,25	10,250	3681913,6	$\frac{0,09798}{10,250}$	359,21107
320,50	9,445	3498908,0	$\frac{0,09311}{9,445}$	370,45077
305,25	8,740	3332436,6	$\frac{0,08868}{8,740}$	381,28570
{ neu magnetisirt }				
371,50	8,740	4054689,7	$\frac{0,10793}{8,740}$	463,92329
314,50	8,010	3433521,4	$\frac{0,09137}{8,010}$	428,65441

Tabelle IX.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\text{tang } \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten Moment $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
264,0	11,673	2882249,7	$\frac{0,07670}{11,673}$	246,91591
261,25	11,429	2852186,9	$\frac{0,07590}{11,429}$	249,55701
258,25	11,049	2819493,5	$\frac{0,07503}{11,049}$	255,18088
258,87	10,549	2826257,8	$\frac{0,07521}{10,549}$	267,91716
258,0	9,835	2816863,6	$\frac{0,07496}{9,835}$	286,41212
250,0	9,020	2729305,7	$\frac{0,07263}{9,020}$	302,58382
239,50	8,220	2624832,5	$\frac{0,06958}{8,220}$	319,32346
229,75	7,772	2508346,2	$\frac{0,06675}{7,772}$	322,74133
206,35	6,960	2252814,5	$\frac{0,05995}{6,960}$	323,68022
192,72	6,330	2104004,8	$\frac{0,05599}{6,330}$	332,38623
180,50	5,793	1970601,8	$\frac{0,05244}{5,793}$	340,16953
{ neu magnetisirt } 235,75 }	5,793	2573732,5	$\frac{0,06849}{5,793}$	444,28320

Tabelle X.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
315,5	13,934	3444411,9	$\frac{0,09166}{13,934}$	247,19534
314,5	13,596	3433521,4	$\frac{0,09137}{13,596}$	252,53907
312,2	13,115	3408344,5	$\frac{0,09070}{13,115}$	259,88132
321,0	12,320	3504544,4	$\frac{0,09326}{12,320}$	284,45745
325,75	11,330	3556402,6	$\frac{0,09464}{11,330}$	313,89255
316,0	10,205	3450056,3	$\frac{0,09181}{10,205}$	338,07512
295,25	9,070	3223459,3	$\frac{0,08578}{9,070}$	355,3796
281,75	8,395	3076152,8	$\frac{0,08186}{8,395}$	366,42678
254,25	7,440	2775903,2	$\frac{0,07387}{7,440}$	377,30521
235,50	6,760	2569974,6	$\frac{0,06839}{6,760}$	380,17374
213 75	6,060	2333617,5	$\frac{0,06210}{6,060}$	385,08375
{ neu magnetisirt }				
279,50 }	6,060	3051351,4	$\frac{0,08120}{6,060}$	503,51333

Tabelle XI.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
459,8	15,850	5020073,5	$\frac{0,13359}{15,805}$	317,62569
451,0	15,609	4923873,9	$\frac{0,13103}{15,609}$	315,45094
436,50	14,878	4765669,2	$\frac{0,12682}{14,878}$	320,31647
432,25	14,145	4719072,8	$\frac{0,12558}{14,145}$	333,63131
424,50	13,375	4634521,3	$\frac{0,12333}{13,375}$	346,50706
402,50	12,185	4394397,0	$\frac{0,11694}{12,185}$	360,63983
375,25	11,102	4096777,4	$\frac{0,10902}{11,102}$	369,01263
357,25	10,395	3900243,2	$\frac{0,10379}{10,395}$	375,20379
335,0	9,565	3657488,1	$\frac{0,09733}{9,565}$	382,33239
336,0	9,335	3668385,7	$\frac{0,09762}{0,335}$	392,97118
322,38	9,050	3519576,4	$\frac{0,09366}{9,050}$	388,90348
{ neu magnetisirt } 410,0 }	9,050	4476317,5	$\frac{0,11912}{9,050}$	494,62068

Tabelle XII.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
437,0	15,615	4770930,8	$\frac{0,12696}{15,615}$	305,53507
420,875	15,355	4595064,2	$\frac{0,12228}{15,355}$	299,25524
416,0	14,874	4541704,2	$\frac{0,12086}{14,874}$	305,34514
418,0	14,175	4563498,9	$\frac{0,12144}{14,175}$	321,94000
414,50	13,414	4525168,7	$\frac{0,12042}{13,414}$	337,34752
407,25	12,505	4446255,1	$\frac{0,11832}{12,505}$	355,55819
386,25	11,625	4217028,2	$\frac{0,11222}{11,625}$	362,75508
367,25	11,010	4009596,3	$\frac{0,10670}{11,010}$	364,17764
353,0	10,285	3854022,1	$\frac{0,10256}{10,285}$	374,72259
307,50	8,745	3357237,7	$\frac{0,08934}{8,745}$	383,90372
287,75	8,100	3141539,1	$\frac{0,08360}{8,100}$	387,84438
{ neu magnetisirt } 368,0 }	8,100	4017863,9	$\frac{0,10692}{8,100}$	496,03262

Tabelle XIII.

Stab angelassen: gelb bis braun

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
163,0	3,628	1779704,5	$\frac{0,04736}{3,628}$	490,54696
158,3	3,523	1728222,3	$\frac{0,04599}{3,523}$	490,55420
150,25	3,330	1640289,1	$\frac{0,04365}{3,330}$	492,57932
143,75	3,131	1569266,4	$\frac{0,04176}{3,131}$	501,20391
137,50	2,970	1501249,8	$\frac{0,03995}{2,970}$	505,47139
132,50	2,861	1446661,3	$\frac{0,03850}{2,861}$	505,68372
129,0	2,790	1408430,1	$\frac{0,03748}{2,790}$	504,81425
{ neu magnetisirt 150,25 }	2,790	1640289,1	$\frac{0,04365}{2,790}$	587,91731
141,25	2,657	1542210,3	$\frac{0,04104}{2,657}$	580,43284
Kohleneisen abgewischt 134,25	2,655	1465550,5	$\frac{0,03900}{2,655}$	551,99645

Tabelle XIV.

Stab angelassen: gelb bis braun

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
141,50	3,642	1544840,6	$\frac{0,04111}{3,642}$	424,17378
138,35	3,540	1510268,6	$\frac{0,04019}{3,540}$	426,62951
132,50	3,340	1446761,3	$\frac{0,03850}{3,340}$	432,16580
125,0	3,139	1364840,9	$\frac{0,03632}{3,139}$	434,81020
119,125	2,982	1300582,4	$\frac{0,03461}{2,982}$	436,14430
115,50	2,885	1261125,2	$\frac{0,03356}{2,885}$	437,13182
113,25	2,805	1236323,3	$\frac{0,03290}{2,805}$	440,75697
{ neu magnetisirt 145,75 }	2,805	1645926,1	$\frac{0,04380}{2,805}$	586,78284
133,25	2,613	1454653,0	$\frac{0,03871}{2,613}$	556,69846
Kohleneisen abgewischt 121,50	2,605	1326511,0	$\frac{0,03530}{2,605}$	509,21733

Tabelle XV.

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Stab angelassen: braun	
			Quotient $\tan \alpha$ Gewicht	Werth des Quotienten Moment Gewicht
155,25	3,620	1694777,4	$\frac{0,04510}{3,620}$	468,17054
151,35	3,508	1652314,4	$\frac{0,04397}{3,508}$	471,01326
142,75	3,303	1558332,7	$\frac{0,04147}{3,303}$	471,80402
140,25	3,201	1531312,4	$\frac{0,04075}{3,201}$	478,38460
135,25	3,028	1476448,1	$\frac{0,03929}{3,028}$	487,59843
129,50	2,935	1413692,5	$\frac{0,03762}{2,935}$	481,66700
126,0	2,850	1375738,6	$\frac{0,03661}{2,850}$	482,71522
121,50	2,710	1326514,1	$\frac{0,03530}{2,710}$	489,48865
Kobleneisen abgewischt 119,25	2,708	1302085,3	$\frac{0,03465}{2,708}$	480,81789

Tabelle XVI.

Stab angelassen: braun

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\tan \alpha$ Gewicht	Werth des Quotienten Moment Gewicht
139,8	3,675	1526427,1	$\frac{0,04062}{3,675}$	415,35438
135,75	3,572	1482084,9	$\frac{0,03944}{3,572}$	414,91734
130,65	3,385	1426469,2	$\frac{0,03796}{3,385}$	421,40893
128,0	3,279	1397534,1	$\frac{0,03719}{3,279}$	426,20745
122,75	3,120	1340039,2	$\frac{0,03566}{3,120}$	429,49970
119,85	3,022	1308473,8	$\frac{0,03482}{3,022}$	432,98267
117,50	2,895	1282920,4	$\frac{0,03414}{2,895}$	443,15031
111	2,701	1211897,8	$\frac{0,03225}{2,701}$	448,68474
{ neu magnetisirt 134,25 }	2,701	1465550,5	$\frac{0,03900}{2,701}$	542,59550
{ Kohleneisen abgewischt 124,50 }	2,696	1359204,1	$\frac{0,03617}{2,696}$	504,15581

Tabelle XVII.

Stab angelassen: braun bis blau

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
161,75	3,656	1765800,4	$\frac{0,04699}{3,656}$	482,98700
156,6	3,608	1709809,4	$\frac{0,04550}{3,608}$	473,89891
150,75	3,427	1645926,1	$\frac{0,04380}{3,427}$	480,18189
147,45	3,315	1609851,1	$\frac{0,04284}{3,315}$	485,62629
141,50	3,158	1544840,6	$\frac{0,04111}{3,158}$	489,18326
137,50	3,050	1501249,8	$\frac{0,03995}{3,050}$	491,08112
131,12	2,975	1431354,4	$\frac{0,03809}{2,975}$	481,12767
124,50	2,740	1359204,1	$\frac{0,03617}{2,740}$	496,05989
{ neu magnetisirt }				
139,0	2,740	1524412,1	$\frac{0,04038}{2,740}$	556,35489
Kohleneisen				
abgewischt				
119,50	2,734	1304715,1	$\frac{0,03472}{2,734}$	477,21868

Tabelle XVIII.

Stab angelassen: braun bis blau

Ablenkungen in Millimetern	Gewicht des Stabes	Moment	Quotient $\frac{\tan \alpha}{\text{Gewicht}}$	Werth des Quotienten $\frac{\text{Moment}}{\text{Gewicht}}$
148,25	3,644	1618494,0	$\frac{0,04307}{3,644}$	444,15309
147,15	3,560	1606468,9	$\frac{0,04275}{3,560}$	451,25530
139,75	3,363	1525675,7	$\frac{0,04060}{3,363}$	453,66500
135,75	3,145	1482085,0	$\frac{0,03944}{3,145}$	471,25120
129,50	3,080	1413692,5	$\frac{0,03762}{3,080}$	458,99116
126,50	2,993	1380999,3	$\frac{0,03675}{2,993}$	461,40979
123,75	2,930	1350937,1	$\frac{0,03595}{2,930}$	461,07064
118,50	2,635	1293818,2	$\frac{0,03414}{2,635}$	491,01259
Kohleneisen abgewischt				
111,25	2,629	1214527,9	$\frac{0,03232}{2,629}$	461,97344

IV. *Bestimmung des Emissionsvermögens schwarzer Körper mittelst der Eiscalorimetrischen Methode; von Stud. A. Lehnebach.*

Während die Untersuchungen über strahlende Wärme, wie sie von Leslie, Melloni und Anderen angestellt wurden, wesentlich nur den Zweck hatten, die Art der von den Körpern ausgestrahlten und absorbirten Wärme festzustellen und für die ausgestrahlten und absorbirten Mengen relative Zahlen zu gewinnen, andererseits Dulong und nach ihm Andere durch ihre Untersuchungen den Gang des Wärmeverlustes, — die Gesetze der Erkaltung — kennen lehrten; hat man bisher wenig versucht die absorbirte Quantität der von den Körpern ausgestrahlten Wärme zu ermitteln.

Nach der Theorie von Prevost ist dieselbe unabhängig von der Temperatur der Umgebung und hängt nur ab:

- 1) von der Temperatur des strahlenden Körpers,
- 2) von seiner chemischen und physikalischen Natur,
- 3) von der Natur — dem absoluten Brechungsquotienten — des Mittels, in welchem sich der Körper befindet (Kirchhoff, Clausius).

Den Werth dieser Wärmemenge in einem bestimmten Experiment wird man angeben können, wenn man eine Gröfse kennt, die wir das totale Emissionsvermögen einer Substanz nennen wollen und die definirt sey als die Wärmemenge in Calorien, welche die Einheit der Oberfläche in der Zeiteinheit durch Strahlung im leeren Raum ausgiebt. Dann ist nämlich die Wärmemenge W , welche ein Körper von constanter Temperatur mit der Oberfläche s in der Zeit z in Calorien in Form von Strahlung verliert

$$W = h s z.$$

Die Gröfse h selbst ist allerdings dem Versuche nicht zugänglich, wohl aber die Differenz ihrer Werthe für zwei verschiedene Temperaturen eines Körpers.

Es wäre z. B. möglich, mittelst der Versuche von Dulong und Petit zur Kenntniß der genannten Constante zu gelangen. Man erinnere sich an den Apparat durch welchen Dulong und Petit die Gesetze der Erkaltung untersuchten: eine Art Quecksilberthermometer mit großer Kugel erkaltend in einer schwarzen Hülle von der Temperatur Null. Beobachtet man nun die Zeit innerhalb deren dies Thermometer im Vacuum etwa von t^0 auf $t^0 - 5^0$ sinkt, konnte man weiter die specifische Wärme des Thermometers zwischen t^0 und $t^0 - 5^0$, so wie die ausstrahlende Oberfläche, so könnte man den Mittelwerth der gesuchten GröÙe $h_t - h_{t'}$ zwischen $t = t$ und $t' = t - 5^0$ finden. Die zahlreichen Arbeiten, in welchen man nach dem Vorgehänge der genannten Forscher Versuche mit ähnlichen Apparaten angestellt hat, enthalten aber keine Angabe über die beiden letztgenannten GröÙen, so daß man aus jenen Versuchen auf die fragliche GröÙe keinen Schluß ziehen kann.

In den letzten Jahren ist von Bunsen eine calorimetrische Methode — das Eiscalorimeter — für die experimentelle Untersuchung von Wärmeeigenschaften und Wärmeänderungen der Körper bekannt gemacht worden, welche in hohem Grade geeignet scheint, die Differenz des Emissionsvermögens der Körper für verschiedene Temperaturen zu ermitteln.

In dem Eiscalorimeter von Bunsen wird die Wärmemenge, welche irgend ein Körper abgibt, calorimetrisch gemessen durch die Quantität von Eis, welches diese Wärmemenge schmilzt. Diese Quantität selbst ist sehr genau bestimmbar durch die Volumverminderung, welche das Eis beim Uebergang in den flüssigen Zustand erleidet.¹⁾

Denken wir uns nun eine sehr dünne Kugel von Glas mit Eis gefüllt, umgeben von einer weiteren Kugel, deren Temperatur höher als 0^0 und constant gehalten wird, wäre ferner die innere Eiskugel mit einer Vorrichtung versehen, um die in einer gegebenen Zeit geschmolzene,

1) Bunsen. Diese Ann. Bd. 141.

Eismenge durch die Volumverminderung zu beobachten, wäre ferner der Raum zwischen den Kugeln völlig leer gepumpt, so können wir den Zuwachs der Wärme, welche die innere Kugel von der äußeren in der Zeiteinheit erfährt, calorimetrisch messen.

Die Messung dieser Wärmemenge genügt unter Annahme der Prevost'schen Strahlungshypothese, wenn beide Kugeln schwarz sind, sie also alle auf sie fallenden Strahlen absorbiren, und wenn der Radius der inneren Kugel bekannt ist, um die GröÙe

$$h_t - h_o$$

d. i. die Differenz des totalen Strahlungsvermögens eines schwarzen Körpers bei t^0 und 0^0 zu finden.

Es sey nämlich r der Radius der schwarzen inneren Eiskugel. Hätten nun Kugel und Hülle die Temperatur t , so strahlt die innere Kugel in der Zeiteinheit $4\pi r^2 h_t$ an die äußere, und genau den gleichen Betrag giebt nach der Prevost'schen Hypothese die äußere Hülle an die innere ab

Haben Kugel und Hülle beide die Temperatur 0^0 , so ist die wechselseitig zugestrahlte Menge $4r^2 \pi h_o$.

Da nun die Strahlung eines Körpers nach Prevost unabhängig ist von der Temperatur des bestrahlten Körpers, so ist, wenn die Hülle die Temperatur t , die innere Eiskugel die Temperatur 0^0 hat, der Ueberschuß an Wärme welche die innere Kugel erhält

$$4r^2 \pi (h_t - h_o)$$

Diese Wärmemenge ist gleich der durch das Eisschmelzen gemessenen Wärme ΔW also:

$$\Delta W = 4r^2 \pi (h_t - h_o)$$

$$(h_t - h_o) = \frac{4r^2 \pi}{\Delta W} \quad (1)$$

Das Princip der Methode lässt an Einfachheit Nichts zu wünschen übrig. Es blieb zu untersuchen, wie dieselbe experimentell ausführbar sey, und welche Fehlerquellen bei derselben zu vermeiden und zu berücksichtigen seien, bevor zu definitiven Versuchen geschritten werden konnte.



Diese Versuche sollten zum Ziel die Bestimmung des Werthes $h_{100} - h_0$ für absolut schwarze Körper haben.

Diese letzte Bestimmung ist bisher, da ich die Universität Straßburg, in deren physikalischem Institut auf Veranlassung der HHrn. Warburg und Kundt die im Folgenden mitgetheilte Voruntersuchung angestellt wurde, verlassen habe, noch nicht mit der wünschenswerthen und erreichbaren Schärfe ausgeführt worden.

Wohl aber konnte die Brauchbarkeit der Methode hinreichend erprobt werden; da dieselbe an und für sich Interesse bietet, theile ich die bisherigen Versuche mit als Erläuterung für die Leistung der Methode.

Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt: An ein Glasrohr, dessen Durchmesser im Innern circa 1 Mm. betrug, wurde eine dünne Kugel von etwa 2 Cm. Durchmesser angeblasen. Das Rohr, von dessen gleichmässigem Caliber man sich vorher überzeugt hatte, wurde mit einer eingätzten Millimetertheilung versehen. Die Kugel wurde mit gut ausgekochtem (luftfreiem) Wasser gefüllt und das Wasser sodann in der Kugel vorsichtig zum Gefrieren gebracht. Die ausgefrorene Kugel mit ihrem Rohr — das *Calorimeter* — wurde mittelst eines Kautschukpropfens, in dessen Durchbohrung das Rohr luftdicht eingepasst war, in einen größeren Glasballon von etwa 14 Cm. Durchmesser eingesetzt. Der Ballon war zunächst von schmelzendem Eis umgeben. Jener Kautschukpfropf hatte eine 2te und 3te Durchbohrung, durch welche bezüglich der eine Schenkel eines Quecksilbermanometers und ein mit Hahn versehenes Glasrohr zum Evacuiren resp. Füllen des Ballons in denselben eingeführt war. Die Glaskugel, welche das Eis enthielt, sowie die innere Wand des äußeren Kolbens, wurde bei einigen Versuchen geschwärzt, bei anderen ließ man sie ungeschwärzt.

Nachdem Alles so vorbereitet war, konnte zu dem eigentlichen Experiment geschritten werden. Dieses bestand darin, daß der Ballon, welcher mit seinem Inhalt die Temperatur Null hatte, bis an den Hals in ein Gefäß

mit siedendem Wasser getaucht wurde. Indem durch die jetzt eintretende Wärmezufuhr Eis in der Kugel schmolz, sank das Wasserniveau in dem Rohr; der Stand desselben wurde von 10 zu 10 Secunden notirt, der Versuch nahm ungefähr 2 bis 4 Min. in Anspruch. Aus der gemessenen Senkung der Wasserkuppe im Rohr in gemessener Zeit wurde das in dieser Zeit geschmolzene Eisvolum in der Art und Weise, wie es von Bunsen für das Eiscalorimeter angegeben ist, und hieraus die von der Kugel aufgenommene Wärme berechnet; die Aufzeichnungen von 10 zu 10 Secunden geschahen um die Gleichmäßigkeit im Verlauf der Erscheinung zu controliren, eine Gleichmäßigkeit, welche Nichts zu wünschen übrig ließ. Der Mittheilung der erhaltenen Zahlenwerthe schicken wir einige Bemerkungen über die möglichen Fehlerquellen voraus. Bei der Anwendung der Gleichung (1) wird vorausgesetzt, daß während der ganzen Dauer des Versuchs die innere Ballonwand die Temperatur 100 und die äußere Wand der Calorimeterkugel die Temperatur 0 habe. Was die erste Voraussetzung betrifft, so hat zwar beim Beginn des Versuchs die innere Ballonwand die Temperatur 0°, aber aus dem bekannten Wärmeleitungsvermögen des Glases und der Dicke der Wand findet man leicht nach den Methoden von Fourier, daß diese Wand nach sehr kurzer Zeit, in wenigen Secunden, sehr nahe die Temperatur 100° hat.

Was die 2te Voraussetzung betrifft, so findet man, daß wenn dem Calorimeter fortwährend die Wärmemenge zugeführt wird, welche die Versuche ergaben, dann die höchste Temperatur, welche die äußere Wandung überhaupt annehmen kann $+ \frac{1}{7}^{\circ}$ Celsius beträgt. Dabei ist die Leitungsfähigkeit des Glases $= 0,015 \frac{\text{grm.}}{\text{cent. Sec.}}$ die Wanddicke $= 0.1 \text{ cent.}$, die pro Flächeneinheit zugeführte Wärmemenge nach den weiter unten mitzutheilenden Versuchen $= 0.02 \frac{\text{grm. Grd. Cels.}}{\text{Sec. Cent.}}$ genommen. Wenn man daher nicht annimmt, daß sich eine stagnirende Wasserschicht von zweifelhafter Temperatur zwischen Glas und Eis gebildet

hat, so ist die in Rede stehende Fehlerquelle nicht beträchtlich.

Bei der Anwendung der Gleichung (1) wird weiter vorausgesetzt, daß nur durch die Strahlung, deren Effekt wir suchen, Wärme zur Calorimeterkugel gelangt, aber beim Sinken der Wasserkuppe gelangt erwärmtes Wasser in die Kugel und ferner wird derselben Wärme durch das gläserne Calorimeterrohr zugeleitet. Eine genauere Betrachtung der Verhältnisse des Experiments lehrte, daß die hiervon herrührende Correction zu unbedeutend war, um bei den sich herausstellenden Fehlergrößen berücksichtigt zu werden.

Endlich wurden die Versuche nur im *partiellen* Vacuo angestellt und durch Vermittelung des im Ballon zurückgebliebenen Gases gelangt ebenfalls Wärme vom Ballon zur Calorimeterkugel. Bevor wir diese Fehlerquelle genauer discutiren, lassen wir jetzt die Resultate der Versuche folgen, nämlich in der früheren Bezeichnung die berechneten Werthe des

$\frac{\Delta W}{4\pi r^2}$ in Einheiten, welche $\frac{\text{Gramm Grad Celsius}}{\text{Centimeter Sekunde}}$ sind.

Es wurden die mit Eis gefüllten Kugeln von verschiedenem Durchmesser gewählt, um dadurch vielleicht zu einer Kenntniß des Einflusses der Glashülle der Kugeln und der durch den Stiel zugeleiteten Wärme zu kommen, desgleichen wurden, wenn auch in engeren Grenzen, die äußeren Ballons von verschiedener Größe genommen. Nach den oben gegebenen Formeln ist die Form und Größe des Ballons ohne jeden Einfluß auf das Resultat. Diese Unabhängigkeit vom äußeren Gefäß wird jedenfalls in der Folge ein sehr gutes Kriterium für die Brauchbarkeit der Methode abgeben.

I. Ballon und Calorimeterkugel nicht geschwärtzt.

Durchmesser des Ballons.	$d = 14,3^{\text{cm}}$	$14,3^{\text{cm}}$	$12,8^{\text{cm}}$	$20,1^{\text{cm}}$	$15,49^{\text{cm}}$	$15,49^{\text{cm}}$
Durchmesser der Calorimeterkugel.	$d' = 2^{\text{cm}} 42$	Druck in Mm.	Druck in Mm.	Druck in Mm.	Druck in Mm.	Druck in Mm.
		2,61	3,17	3,945	3,945	4,2
		Druck in Mm.	Druck in Mm.	Druck in Mm.	Druck in Mm.	Druck in Mm.
		15	5	9	7,25	5
	0,02161	0,02146	0,02074	0,02008	0,01895	0,01927
	0,02163	0,02054	0,02122	—	0,01887	0,01914
	0,02202	0,02200	—	—	0,01922	0,01991
	—	—	—	—	—	0,018755
		—	—	—	—	4,5
		—	—	—	—	5,5
		—	—	—	—	4,5
Mittel	0,02175	0,02133	0,02098	0,02008	0,01901	0,01927
					0,01955	

II. Ballon und Calorimeterkugel geschwärzt.

Durchmesser des Ballons.	$d = 12,8^{\text{cm}}$	12,8	12,8	12,8	15,49
Durchmesser der Calorimeterkugel.	$d' = 2,4^{\text{cm}}$	Druck in Mm.	Druck in Mm.	Druck in Mm.	Druck in Mm.
$\frac{\Delta W}{4 \pi r^3}$	0,02224 0,02249 0,02273	1 $1\frac{1}{2}$ 1	— 0,02068 —	— 9 —	0,02073 0,0201 —
Mittel	0,02248	.	0,02068	0,02042	0,02000 — 0,01965 0,01983

III. Ballon geschwärzt, Calorimeterkugel nicht geschwärzt.

Durchmesser des Ballons	$d = 12,8^{\text{cm}}$	12,8	12,8
Durchmesser der Calorimeterkugel.	$d' = 2,4^{\text{cm}}$	Druck in Mm.	Druck in Mm.
$\frac{\Delta W}{4 \pi r^3}$	0,02168 0,02129	1 1	— 0,02225
Mittel	0,02149	0,02225	0,02100

IV. Ballon nicht geschwärzt, Calorimeterkugel geschwärzt.

Durchmesser des Ballons.		$d = 12,8^{\text{cm}}$		
		12,8 ^{cm}		
Durchmesser der Calorimeterkugel.	$d' = 2,4^{\text{cm}}$	Druck in Mm.	2,59	Druck in Mm.
$\frac{\Delta W}{4 \pi r^2}$	0,02157	1	0,02197	1
	0,02213	5	0,02068	1
Mittel	0,02185		0,02133	

Die Werthe des $\frac{\Delta W}{4 \pi r^2}$ zeigen bei den geringen Luftdrucken, unter denen die Versuche stattfanden, keine Abhängigkeit von diesen Drucken, daher man ohne Rücksicht auf die letzteren das Mittel genommen hat. Es konnten leider Versuche bei einem völligen Vacuum nicht angestellt werden.

Die Betrachtung der Mittelwerthe zeigt ferner, daß ein wesentlicher Unterschied zwischen der Strahlung der geschwärzten und nicht geschwärzten Wand nicht vorhanden ist. Man muß hieraus schließen, daß die Glaswände, obgleich für Strahlen höherer Temperatur nicht schwarz, doch für Wärmestrahlen bis 100° als völlig absorbirend zu betrachten sind. In allen 4 Versuchsreihen ergibt sich aber eine Abhängigkeit von dem Durchmesser der Calorimeterkugel in der Weise, daß $\frac{\Delta W}{4 \pi r^2}$ mit wachsendem r abnimmt.

Diese Erscheinung kann durch Wirkung der Strahlung nicht herbeigeführt sein, wohl aber durch die Wirkung des im Ballon zurückgebliebenen Gases, zu deren Betrachtung wir jetzt übergehen.

Vermöge des Processes der Wärmeleitung fließt Wärme durch das Gas vom Ballon zur Calorimeterkugel, die Wirkung dieses Processes wird vergrößert durch die Strömungen, welche sich durch Wirkung der Schwere bilden müssen, indem die an dem Ballon erwärmte Luft wegen

ihres verminderten spec. Gewichts in die Höhe steigt. Da der Einfluß der Strömungen jedenfalls dahin geht, die Wirkung der Wärmeleitung zu vergrößern, so kann man zunächst, um eine untere Grenze für den Einfluß des Gases zu gewinnen, den Apparat der Schwere entzogen denken. Den weiteren Betrachtungen legen wir die Ansichten der dynamischen Gastheorie (Clausius und Maxwell) zu Grunde.

Maxwell hat nach der von ihm modificirten Gastheorie aus dem von ihm und Meyer experimentell ermittelten Reibungsindex der Luft deren Wärmeleitungsvermögen berechnet.

Boltzmann (Weitere Studien. — Wiener Ber. 1866, B. 58) hat ein Versehen Maxwells bei dieser Rechnung nachgewiesen, und die Theorie giebt einen Werth $\frac{3}{2}$ mal so groß als der Maxwell'sche ist. Stefan hat das Wärmeleitungsvermögen der Luft experimentell bestimmt.

Nach Clausius und Maxwell ist das Wärmeleitungsvermögen eines Gases — innerhalb der Druckgrenzen, innerhalb deren die Voraussetzungen bestehen — unabhängig vom Druck, nach Maxwell weiter proportional der absoluten Temperatur T , also $= CT$, wenn C eine Constante ist, nach Stefan setzen wir

$$(CT_0) = 0.000055 \frac{\text{Gr.}}{\text{Cent. Sec.}},$$

wenn T_0 die absolute Temperatur des Gefrierpunktes bedeutet.

Beim Beginne des Versuchs hat die zwischen zwei concentrischen Kugelflächen — der inneren Wand des Ballons und der äußeren Wand der Calorimeterkugel — eingeschlossene Gasmasse durchweg die Temperatur 0°C. , an der äußeren Grenze die Temperatur 100°C. Selbst wenn man das Wärmeleitungsvermögen der Luft constant setzt, und demselben dabei seinen kleinsten Werth zwischen 0° und 100° beilegt, findet man, daß bei einer Dichte der Luft, welche etwa 2^{mm} Druck entspricht, der stationäre Temperaturzustand sich merklich in einem kleinem Bruch-

theile einer Secunde herstellt. Es genügt daher die Betrachtung dieses stationären Zustandes.

Nennen wir den Abstand eines Punktes der Gasmasse von dem gemeinschaftlichen Mittelpunkt der begränzenden concentrischen Kugelflächen ϱ , so fließt durch die Kugelfläche vom Radius ϱ in der Richtung vom Ballon zur Calorimeterkugel die Wärmemenge $4 \pi \varrho^2 (c T) \frac{dT}{d\varrho}$, wenn T die an allen Punkten der betrachteten Kugelfläche gleiche absolute Temperatur bedeutet.

Jener Werth ist für den stationären Temperaturzustand unabhängig von ϱ , also:

$$\varrho^2 \cdot T \frac{dT}{d\varrho} = A,$$

wo A eine Constante, daraus:

$$\frac{T^2}{2} = -\frac{A}{\varrho} + B. \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Sind T und T' die Temperaturen der Grenzflächen (0° und 100° C.), r und r' deren Radien, so findet man

$$A = \frac{T' - T}{2} \cdot \frac{r r'}{r' - r}$$

In die Calorimeterkugel tritt in der Zeiteinheit die Wärmemenge:

$$D W = 4 \pi r^2 \cdot (c T) \cdot \left(\frac{dT}{d\varrho} \right)_{\varrho=r}$$

daraus:

$$\frac{D W}{4 \pi r^2} = c \frac{T'^2 - T^2}{2} \cdot \frac{r'}{r(r' - r)} \text{ wo } C = \frac{0.000055}{273}. \quad (2)$$

Man findet leicht, daß $\frac{D W}{4 \pi r^2}$ — die der Flächeneinheit zugeleitete Wärmemenge mit wachsendem r abnimmt, so lange $2 r < r'$, was in den Versuchen der Fall war; dies entspricht der Abhängigkeit des $\frac{D W}{4 \pi r^2}$ von r , welche die Tabellen zeigen.

Der Werth (2) ist zwar nur als ein unterer Grenzwert zu betrachten, da auf die Strömungen keine Rücksicht genommen ist. Es muß indess mit abnehmender Dichte des Gases der Einfluß der Strömungen abnehmen,

denn die Bewegungen, welche in einer Gasmasse durch Temperaturdifferenzen in Folge der Schwere entstehen, werden bei gleichen Temperaturdifferenzen nahe unabhängig von der Dichte, es werden also in jedem Falle gleiche Volumina an die Calorimeterkugel hinan transportirt, diese führen aber Wärmemengen, die sich wie die Dichten verhalten und bei kleiner Dichte klein sind. — Wenn der Einfluß der Strömungen in den Versuchen unbeträchtlich wäre, so würde sich hieraus auch erklären, weshalb das $\frac{\Delta W}{4 \pi r^2}$ sich nicht merklich ändert, wenn der Druck von 1 auf 15 Mm. steigt.

Wir haben daher vorläufig angenommen, daß der von der Gleichung 2 gelieferte Werth des $D W$ in erster Annäherung den *ganzen* Werth der Wirkung des Gases repräsentirt, und danach die Correction an dem $\frac{\Delta W}{4 \pi r^2}$ angebracht. Die folgenden Tabellen enthalten die Resultate dieser Rechnung:

I.

$\frac{\Delta W}{4 \pi r^2}$	0,02175	0,02133	0,02098	0,02001	0,01890	0,01957
$\frac{D W}{4 \pi r^2}$	0,00645	0,00608	0,00544	0,00409	0,00441	0,00423
$h_{100} - h_0$	0,01530	0,01525	0,01554	0,01592	0,01449	0,01524

II.

$\frac{\Delta W}{4 \pi r^2}$	0,02249	0,02137	0,02068	0,02042	0,01983
$\frac{D W}{4 \pi r^2}$	0,00667	0,00626	0,00546	0,00540	0,00442
$h_{100} - h_0$	0,01552	0,01511	0,01522	0,01502	0,01541

III.

$\frac{\Delta W}{4 \pi r^2}$	0,02149	0,02225	0,02100
$\frac{D W}{4 \pi r^2}$	0,00667	0,00626	0,00630
$h_{100} - h_0$	0,01482	0,01599	0,01470

IV.

$\frac{\Delta W}{4 \pi r^2}$	0,02185	0,02133
$\frac{D W}{4 \pi r^2}$	0,00667	0,00630
$h_{100} - h_0$	0,01518	0,01503

In den so von der Leitung des Gases befreiten Werthen von $h_{100} - h_0$ ist eine Abhängigkeit von dem Durchmesser der bestrahlten Kugel nicht mehr erkennbar.

Wenn wir nun auch durchaus nicht behaupten wollen, daß dieser Umstand eine hinreichende Rechtfertigung für die sämtlichen zu Grunde gelegten Annahmen giebt, so zeigt sich doch, daß das Eis calorimeter in der hier benutzten Form für die Untersuchung des Emissionsvermögens der Körper ein sehr brauchbarer Apparat ist. Wenn die Versuche bei völliger Luftleere des Ballons in mannigfach variirter Form weiter geführt werden, so wird es möglich seyn, die Differenz des Emissionscoëfficienten schwarzer Körper für 0° und 100° oder eine über oder unter 100° liegende Temperatur in ziemlich engen Grenzen mit Sicherheit zu ermitteln.¹⁾

Straßburg, am 31. Juli 1872.

1) Berichtigung zu diesem Aufsätze:

S. 96, Zeile 13 von oben lies absolute statt absorbirte.

V. *Theorie der elastischen Nachwirkung;* *von O. E. Meyer.*

Der Unterschied zwischen einem vollkommen und einem unvollkommen elastischen Körper besteht darin, daß für die Bewegungen eines vollkommen elastischen Körpers das Gesetz der Erhaltung der lebendigen Kraft unbedingt gilt, für diejenigen eines unvollkommen elastischen nicht, wenigstens nicht ohne Rücksicht auf die aus dem Kraftverlust entstehende Erwärmung.

Wenn also in einem unvollkommen elastischen Stoffe bei jeder Formveränderung und bei jeder inneren Bewegung mechanische Energie verloren geht, so kann für einen solchen Stoff die Hypothese, nach welcher die Kräfte der Elasticität nur von den Verrückungen abhängig gedacht werden, nicht streng richtig seyn. Es muß vielmehr, damit ein Verlust an Kraft erklärt werden könne, angenommen werden, *dafs die elastischen Kräfte in Körpern unvollkommener Elasticität nicht nur von den Verrückungen, sondern auch von der Geschwindigkeit abhängen, mit welcher erstere vor sich gehen.*

Dieser Grundsatz genügt, um ohne Rechnung die Fundamentalformeln für die Theorie unvollkommener Elasticität aus den bekannten für vollkommene Elasticität zu bilden, wenn nur die relativen Verrückungen der Theilchen, wie es gewöhnlich in der Theorie der Elasticität geschieht, so klein angenommen werden, dafs deren Quadrate und höhere Potenzen gegen die erste vernachlässigt werden dürfen. Diese Annahme über die Verrückungen macht nämlich die entsprechende nothwendig, dafs auch die Geschwindigkeiten, die ja nichts anderes als die Differentialquotienten jener sind, so klein seyen, dafs nur ihre ersten Potenzen beibehalten werden müssen.

Für unvollkommen elastische Stoffe wird man also Formeln erhalten, und zwar sowohl Formeln für die Componenten der elastischen Druckkräfte, als auch Differentialgleichungen für die elastischen Bewegungen, welche nicht allein in Beziehung auf die Verrückungen, sondern auch auf die Componenten der Geschwindigkeit linear gestaltet sind. Weiter erkennt man ohne Rechnung, dafs diese Formeln die Geschwindigkeiten in genau derselben Weise unter einander verbunden, nur mit anderen Werthen der constanten Coëfficienten, enthalten müssen, wie in den bekannten Grundformeln der Elasticität die Verrückungen unter einander combinirt sind ¹⁾).

1) Zu demselben Schlusse bin ich durch eine Rechnung gelangt, welche von einer fundamentaleren Hypothese über die von den kleinsten

Die für unvollkommene Elasticität hinzutretenden Glieder der Formeln haben also ganz dieselbe Gestalt, wie die mathematischen Ausdrücke, welche in der Theorie der *inneren Reibung* auftreten.¹⁾ Hiernach erscheint die unvollkommene Elasticität eines Stoffes als die aus der gleichzeitigen Wirkung der Elasticität und inneren Reibung resultirende Kraft; oder kürzer, *es ist unvollkommene Elasticität eine durch den Einfluß der inneren Reibung des Mediums gestörte Elasticität.*

Die beste Bestätigung für die Richtigkeit dieser theoretischen Auffassung²⁾ erhalten wir, wenn wir durch dieselbe jene auffallendste Form der unvollkommenen Elasticität, welche W. Weber³⁾ entdeckt und als *elastische Nachwirkung* bezeichnet hat, zu erklären im Stande sind. In der That giebt unsere Theorie von jener bisher höchst räthselhaften Erscheinung auf das vollständigste Rechenschaft. Dies zu beweisen und somit die elastische Nachwirkung auf eine ihrem Gesetze nach längst bekannte Ursache zurückzuführen, ist der Zweck der vorliegenden Abhandlung.

Für jetzt muß ich mich leider darauf beschränken, diesen Nachweis in allgemeinen Zügen zu führen, ohne auf eine numerische Vergleichung der Formeln mit Beobachtungen eingehen zu können. Denn es sind weder

Theilchen eines elastischen Stoffes auf einander ausgeübte Wirkung ausgeht. Diese Untersuchung wird demnächst in Crelle-Borchardt's Journal für Mathematik Bd. 77, erscheinen.

- 1) Vergl. die von Navier (*Mém. Ac. Paris*, Bd. VI, 1823), Cauchy, (*Exerc. de Muth. T. 3*, 1828, p. 183), Poisson (*Journ. de l'école pol. cah. 20, T. 13. 1831, p. 139*), Barré de St. Venant (*Compt. rend. Bd. 17, 1843, p. 1240*), Stokes (*Cambr. phil. Tr. Bd. 8, 1849, p. 287*), Stefan (Wiener Sitzungsab. Bd. 46, Abth. 2, 1862, S. 8) veröffentlichten Theorien der inneren Reibung.
- 2) Dieselbe findet sich bereits in Petri van Musschenbroek *Introductio ad philosophiam naturalem, Lugd. Bat. 1762, §. 763*: „perfecta elasticitas esse nequit: nam partes subjiciuntur attritu, hoc attritu vis quaedam perit.“
- 3) Diese Ann. Bd. XXXIV, S. 247; Bd. LIV, S. 1. Gött. gel. Anz. 1835. St. 8. *Comm. soc. Gott. rec. VIII, p. 45.*

die von W. Weber, noch die von F. Kohlrausch¹⁾ angestellten Messungen für diesen Zweck zu verwerthen, weil für die Stoffe, welche beide zu ihren Versuchen benutzten, Seiden- und Glasfäden, der Werth des Reibungscoëfficienten unbekannt ist, auch aus den Versuchen nicht hergeleitet werden kann.

Ich beabsichtige deshalb, selbst Beobachtungen über diese Erscheinung anzustellen. Da aber diese eine ziemlich lange Zeit erfordern, so halte ich es für gerathen, vorläufig die nachfolgenden Rechnungen zu veröffentlichen, welche, wie ich glaube, neues Licht auf den Zusammenhang der beobachteten Thatsachen werfen.

In § 1 stelle ich zunächst die allgemeinen Formeln zusammen, wende sie in § 2 auf die von Weber beobachtete Nachwirkung bei der Dehnung, ebenso in § 3 auf die von Kohlrausch untersuchte Nachwirkung bei der Torsion an und discutire endlich in § 4 die Bedeutung dieser Formeln in Worten.

§. 1.

Allgemeine Formeln.

Nach der in der Einleitung begründeten Hypothese sind die Differentialgleichungen, welche die Componenten der elastischen Verrückungen u , v , w , als Functionen der Zeit t und des Ortes x , y , z bestimmen, für unvollkommen elastische Stoffe so zu vervollständigen, daß sie für isotrope Medien lauten:

$$\epsilon \frac{d^2 u}{dt^2} = \mu \Delta u + \mu' \frac{ds}{dx} + \eta \Delta \frac{du}{dt} + \eta' \frac{d^2 s}{dx dt},$$

$$\epsilon \frac{d^2 v}{dt^2} = \mu \Delta v + \mu' \frac{ds}{dy} + \eta \Delta \frac{dv}{dt} + \eta' \frac{d^2 s}{dy dt},$$

$$\epsilon \frac{d^2 w}{dt^2} = \mu \Delta w + \mu' \frac{ds}{dz} + \eta \Delta \frac{dw}{dt} + \eta' \frac{d^2 s}{dz dt}.$$

Hierin ist zur Abkürzung

$$s = \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz}$$

1) Diese Ann Bd. CXIX, S. 337.

gesetzt, und es bedeutet Δ die durch die Gleichung

$$\Delta u = \frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{d^2 u}{dy^2} + \frac{d^2 u}{dz^2}$$

angegebene Operation; ebenso ist

$$\Delta \frac{du}{dt} = \frac{d^3 u}{dx^2 dt} + \frac{d^3 u}{dy^2 dt} + \frac{d^3 u}{dz^2 dt} = \frac{d \Delta u}{dt}.$$

In den Formeln bezeichnet ε das spezifische Gewicht der Substanz; μ und μ' sind 2 constante Größen, die als Elasticitätsconstanten zu bezeichnen sind; zu diesen treten für unvollkommen elastische Stoffe die beiden Constanten η und η' , welche wir als Reibungscoefficienten zu betrachten haben.

Außer diesen Differentialgleichungen habe ich für die Werthe, welche den Componenten des elastischen Druckes im Inneren des Körpers zukommen, die unter Rücksicht auf die unvollkommene Elasticität verbesserten Formeln aufzustellen. Bediene ich mich dabei der üblichen Bezeichnung, nach welcher den Componenten X, Y, Z der elastischen Druckkräfte derjenige Buchstabe x, y, z , welcher die gegen die Druckfläche senkrecht gelegene Richtung angiebt, als Index angehängt wird, so lauten diese Gleichungen:

$$-X_x = 2\mu \frac{du}{dx} + (u' - u)s + 2\eta \frac{d^2 u}{dx dt} + (\eta' - \eta) \frac{ds}{dt}$$

$$-X_y = -Y_x = \mu \left(\frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx} \right) + \eta \frac{d}{dt} \left(\frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx} \right)$$

und entsprechend die 4 übrigen.

§. 2.

Elastische Nachwirkung bei der Dehnung.

Wir denken uns einen elastischen Faden, Drath oder Stab, der plötzlich durch ein angehängtes Gewicht belastet werde und dadurch sich allmählich dehnt.

Verfügen wir über die Lage des Coordinatensystems so, daß die Axe der x mit der Längsrichtung des Fadens zusammenfällt, und daß sein Ursprung in dem Punkte liegt, in welchem der Faden befestigt ist, so reduciren

sich die Differentialgleichungen des § 1, da v und $w = 0$ werden und u nur von x und t abhängt, auf die einfache Formel

$$\varepsilon \frac{d^2 u}{dt^2} = (\mu + \mu') \frac{d^2 u}{dx^2} + (\eta + \eta') \frac{d^2 u}{dx dt},$$

welche mit der Bedingung aufzulösen ist, daß für

$$x = 0 \text{ auch } u = 0$$

werde. Ebenso vereinfacht sich der Ausdruck der Druckcomponenten

$$-X = (\mu + \mu') \frac{du}{dx} + (\eta + \eta') \frac{d^2 u}{dx dt},$$

während

$$Y_z = 0 \text{ und } Z_z = 0$$

wird; die übrigen kommen nicht in Betracht. Berücksichtigen wir nun, daß am unteren Ende des Fadens der von dem angehängten Gewichte P ausgeübte Zug dem auf den Querschnitt Q wirkenden elastischen Drucke das Gleichgewicht hält, so haben wir hiernach, falls λ die Länge des Fadens bedeutet, die Bedingung zu erfüllen, daß für $x = \lambda$

$$P = Q \left\{ (\mu + \mu') \frac{du}{dx} + (\eta + \eta') \frac{d^2 u}{dx dt} \right\}.$$

werde. Hierzu kommen endlich noch die für den Anfang des Versuches, also für den Moment $t = 0$ gültigen Bedingungen

$$u = 0 \text{ und } \frac{du}{dt} = 0,$$

welche aussagen, daß der Faden sich im Zustande der Ruhe befand und noch keine elastische Dehnung erlitten hatte.

Diese Gleichungen, welche das Problem, u als Function von x und t zu finden, vollständig bestimmen, erfahren durch die Substitutionen

$$u = \frac{Px}{Q(\mu + \mu')} + w$$

$$\mu + \mu' = \varepsilon a$$

$$\eta + \eta' = 2 \varepsilon b$$

eine erhebliche Vereinfachung, so daß wir erhalten:

1) die Differentialgleichung

$$\frac{d^2 \omega}{dt^2} = a \frac{d^2 \omega}{dx^2} + 2b \frac{d^2 \omega}{dx^2 dt};$$

2) die Grenzbedingungen, daß

$$\text{für } x=0 \quad 0 = \omega$$

$$\text{„ } x=\lambda \quad 0 = a \frac{d\omega}{dx} + 2b \frac{d^2 \omega}{dx^2 dt};$$

3) die Bedingungen, daß für $t=0$

$$-\frac{Px}{sQa} = \omega \quad \text{und} \quad 0 = \frac{d\omega}{dt}$$

werde.

Eine Function, welche diesen Anforderungen entspricht, läßt sich durch die Reihe

$$\omega = \omega_1 \sin \frac{\pi x}{2\lambda} + \omega_2 \sin \frac{3\pi x}{2\lambda} + \dots \omega_n \sin \frac{2n-1}{2} \frac{\pi x}{\lambda} + \dots$$

darstellen, in welcher die Coëfficienten Functionen der Zeit von der Form

$$\omega_n = A_n e^{-\alpha t} + B_n e^{-\beta t}$$

sind. Die hierin vorkommenden Größen α und β aber sind die Wurzeln der quadratischen Gleichung

$$0 = \alpha^2 - \left(\frac{2n-1}{2} \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 (2b\alpha - a).$$

Für A und B findet man, unter Benutzung der Formel

$$\frac{\pi}{4} = \frac{\sin \psi}{1} - \frac{\sin 3\psi}{9} + \frac{\sin 5\psi}{25} - \dots,$$

aus dem Anfangszustande die Werthe

$$A_n = (-1)^{n+1} \frac{8}{(2n-1)^2 \pi^2} \frac{\beta}{\alpha - \beta} \frac{P\lambda}{sQa},$$

$$B_n = (-1)^n \frac{8}{(2n-1)^2 \pi^2} \frac{\alpha}{\alpha - \beta} \frac{P\lambda}{sQa}.$$

Damit ist ω und folglich auch u vollständig bestimmt. Für die allmählich mit der Zeit wachsende Verlängerung des Fadens erhält man, indem man in u $x = \lambda$ setzt, schliesslich den Werth

$$u = \frac{P\lambda}{sQa} \left\{ 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum \frac{1}{(2n-1)^2} \frac{e^{-\beta t} - e^{-\alpha t}}{\alpha - \beta} \right\},$$

dessen Bedeutung ich in § 4 näher untersuchen werde.

§. 3.

Elastische Nachwirkung bei der Torsion.

Es sey ein Faden oder dergleichen von der Länge λ an dem einen Ende ($x=0$) fest eingespannt; an dem anderen ($x=\lambda$) werde er durch eine, etwa magnetische oder elektrische Kraft, deren Drehungsmoment D ist, tordirt.

Zur Lösung der Aufgabe, die allmählich zunehmende Drillung des Fadens zu bestimmen, setzen wir in den allgemeinen Gleichungen des § 1

$$u=0 \quad v=-\varphi z \quad w=\varphi y$$

und verstehen unter φ den nur von x und t abhängigen Drehungswinkel.

Es bleibt dann die einzige Differentialgleichung

$$\varepsilon \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = \mu \frac{d^2 \varphi}{dx^2} + \eta \frac{d^2 \varphi}{dx^2 dt}$$

zu integrieren, welche der Form nach mit der früheren übereinstimmt. Zu derselben tritt ebenso die Bedingung, daß

$$\text{für } x=0 \quad \varphi=0$$

werde; dagegen ist für $x=\lambda$ die Bedingung zu erfüllen, daß das Drehungsmoment

$$D = \iint (Z_x y - Y_x z) dy dz$$

werde, wo das Integral über den kreisförmigen Querschnitt des Fadens auszuführen ist; nennen wir den Halbmesser R , so ergibt sich für $x=\lambda$

$$D = \frac{1}{2} \pi R^4 \left(\mu \frac{d\varphi}{dx} + \eta \frac{d^2 \varphi}{dx dt} \right).$$

Endlich haben wir für $t=0$

$$\varphi=0 \quad \text{und} \quad \frac{d\varphi}{dt}=0.$$

Substituiren wir in diesen Gleichungen, ähnlich wie früher,

$$\varphi = \frac{2Dx}{\pi \mu R^4} + \omega,$$

$$\mu = \varepsilon a, \quad \eta = 2\varepsilon b,$$

so hat die neue Function ω , abgesehen von den verschie-

denen Werthen der Constanten, dieselben Gleichungen zu erfüllen, wie bei der Aufgabe des vorigen §. Die dort gegebenen Formeln enthalten also ebenfalls die Auflösung des jetzt vorliegenden Problems.

Für die Beobachtung hat das größte Interesse der Drehungswinkel am unteren freien Ende des Fadens. Dieser beträgt nach Verlauf der Zeit t

$$\varphi = \frac{2D\lambda}{\pi\mu R^4} \left\{ 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum \frac{1}{(2n-1)^2} \frac{\alpha - \beta}{\alpha - \beta} \right\},$$

wo jetzt α und β die Wurzeln der quadratischen Gleichung

$$0 = \varepsilon \alpha^2 - \left(\frac{2n-1}{2} \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 (\eta \alpha - \mu)$$

bedeuten, während sie im ersten Probleme der Gleichung

$$0 = \varepsilon \alpha^2 - \left(\frac{2n-1}{2} \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 ([\eta + \eta'] \alpha - [\mu + \mu'])$$

zu genügen hatten.

§. 4.

Interpretation der Formeln.

Um die Bedeutung der erhaltenen Formeln zu verstehen, haben wir die Wurzeln der quadratischen Gleichung, welche wir in der allgemeinen Form

$$0 = \alpha^2 - m(2b\alpha - a)$$

darstellen, näher zu untersuchen. Hier bedeutet also

$$m = \left(\frac{2n-1}{2} \frac{\pi}{\lambda} \right)^2,$$

und es ist für die Dehnungselasticität

$$\varepsilon a = \mu + \mu' \quad \text{und} \quad 2\varepsilon b = \eta + \eta',$$

dagegen für die Torsionselasticität

$$\varepsilon a = \mu \quad \text{und} \quad 2\varepsilon b = \eta.$$

Die Wurzeln jener quadratischen Gleichung sind

$$\alpha = mb + \sqrt{m^2 b^2 - ma},$$

$$\beta = mb - \sqrt{m^2 b^2 - ma}.$$

Es kommt also auf den Werth von m und weiter auf den der ganzen Zahl n an, ob diese Wurzeln reelle oder complex imaginäre Gröfsen sind. Auf jeden Fall aber ist

der reelle Theil dieser Gröſsen, da a und b nur positive Werthe besitzen können, positiv.

Daraus folgt, daſs die unter dem Summenzeichen Σ stehenden Glieder in den Ausdrücken u und φ mit wachsender Zeit sich dem Werthe 0 nähern. Die ersten Glieder bestimmen also die schließliche neue Gleichgewichtslage, und die Summe der übrigen stellt die Bewegungen dar, durch welche der Faden diese neue Gewichtslage erreicht. Die Bewegungen sind von zweierlei Art.

Untersuchen wir zunächst die ersten Glieder ¹⁾ jener Reihe, in denen die Zahl n , folglich auch m einen kleinen Werth hat, so ist für diese Glieder die in α und β enthaltene Quadratwurzel eine imaginäre Gröſse, so lange $mb^2 < a$ ist. Die Exponentialfunctionen der Zeit in den Ausdrücken für u und φ verwandeln sich also in periodische Functionen. Die physikalische Bedeutung dieses Umstandes ist die, daſs jene Glieder periodische Schwingungen darstellen. Die Dauer einer solchen (einfachen) Schwingung beträgt

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{ma - m^2 b^2}};$$

die Gröſse der Schwingungsweite nimmt in geometrischer Progression ab, deren logarithmisches Decrement für die Zeiteinheit

$$mb = \left(\frac{2n-1}{2} \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 b,$$

mit wachsendem n rasch zunimmt. Daraus folgt, daſs in der schon an sich stark convergirenden Reihe nach Verlauf einiger Zeit alle Glieder gegen das erste fortgelassen werden dürfen, so daſs die Schwingungen durch den einfachen Ausdruck

$$- \frac{8}{\pi^2} \left(\cos pt - \frac{p}{q} \sin pt \right) e^{-qt}$$

dargestellt werden, in welchem gesetzt ist:

$$p = \frac{\pi}{2\lambda} \sqrt{a - \left(\frac{\pi}{2\lambda} b \right)^2} \quad q = \left(\frac{\pi}{2\lambda} \right)^2 b.$$

1) Bereits früher einmal ähnlich behandelt. Diese Ann. Bd. 113. 78–82.

Die spätern Glieder der Reihe, für welche

$$mb^2 > a$$

ist, stellen nicht mehr Schwingungen, sondern, da sie stetig abnehmende Functionen sind, allmählich verschwindende elastische Verschiebungen dar. In ihnen wird also der Ausdruck der elastischen Nachwirkung zu suchen sein.

Jedes Glied besteht aus zwei Theilen, die sich durch verschiedene Werthe des Exponenten unterscheiden. Diejenigen Theile, welche den größeren Exponenten at enthalten, können aus demselben Grunde, wie die besprochenen periodischen Glieder, und mit noch größerem Rechte für mäßige Werthe von t vernachlässigt werden. Nicht so diejenigen Theile, in welchen der kleinere Exponent

$$\beta t = (mb - \sqrt{m^2 b^2 - ma}) t$$

vorkommt; denn β wächst nicht, wie die früher besprochenen Decremente, mit zunehmendem m und n ins Unendliche, sondern es nimmt mit wachsendem n stetig ab und nähert sich dem für $n = \infty$ erreichten Grenzwerte

$$\beta = \frac{1}{2} \frac{a}{b},$$

also für den Fall der Dehnung dem Werthe

$$\beta = \frac{\mu + \mu'}{\eta + \eta'}$$

und für den der Torsion der Grenze

$$\beta = \frac{\mu}{\eta}.$$

Diesem Minimalwerthe steht auf der anderen Seite als Maximalwerth derjenige gegenüber, für welchen die Quadratwurzel nahezu verschwindet; derselbe beträgt

$$mb = \frac{a}{b}.$$

Die Exponenten sämtlicher Glieder dieser unendlichen Reihe liegen also zwischen endlichen Grenzen, wenn wir den Fall eines vollkommen elastischen Körpers, für welchen $b = 0$ ist, ausnehmen; und es können für Stoffe mit kleinem Elasticitätscoëfficienten und großer innerer Reibung

kleinere Werthe auftreten, als der soeben für die Schwingungen hergeleitete Werth des Decrements

$$q = \left(\frac{\pi}{2\lambda}\right)^2 b.$$

Auf diese Weise erklärt es sich einfach und ungezwungen, daß die elastische Nachwirkung bedeutend länger andauern kann, als die Schwingungen, zumal wenn die letzteren, wie es bei den angestellten Versuchen geschah, durch äufsere, auf den Apparat wirkende Widerstände rascher vernichtet werden.

Damit ist das einzige, was an der Erscheinung räthselhaft war, ohne eine neue Hypothese erklärt und dieselbe auf eine bekannte Kraft zurückgeführt. Es bleibt noch übrig, eine *numerische* Vergleichung der Formeln mit der Beobachtung vorzunehmen; leider aber ist dieselbe für jetzt nicht möglich, weil es unthunlich erscheint, zwei Constanten *a* und *b* mittelst einer unendlichen Reihe aus den Beobachtungen zu berechnen. Daß Weber und Kohlrausch ihre Resultate in andere Formeln gebracht haben, kann kein Einwand gegen die Richtigkeit der meinigen seyn, hat doch Weber selbst seine Beobachtungen durch zwei ganz verschiedene Interpolationsformeln dargestellt.

Breslau, Neujahr 1874.

VI. Die graphische Darstellung der Absorptionsspectren; von K. Vierordt.

Die in den einzelnen Regionen eines Absorptionsspectrums übrigbleibenden Lichtstärken lassen sich in ihren, in der Regel enorm verschiedenen Werthen, auf einen Blick übersehen, wenn man die Abstände der wichtigsten Fraunhofer'schen Linien auf eine Horizontale verzeichnet, und die, nach dem Durchgang durch das absorbirende Medium

übrigbleibenden Intensitäten der einzelnen Spectralfarben als Ordinaten aufträgt. Eine derartige graphische Darstellung kann aber jeweils nur die Absorptionsspectren einer beschränkten Anzahl verschieden concentrirter Lösungen eines und desselben farbigen Körpers zur Anschauung bringen; sie erhält erst dann eine ganz allgemeine Form, wenn man von den, den Lichtstärken entsprechenden Exinctionscoëfficienten ausgeht. In meiner Schrift über die Anwendung des Spectralapparats zur Photometrie der Absorptionsspectren habe ich nachgewiesen, daß die Exinctionscoëfficienten (a) den Concentrationen (c) proportional wachsen; demnach giebt das „Absorptionsverhältniß“ $\frac{c}{a}$, innerhalb einer genügenden Breite der Concentrationen, einen constanten Werth, der die Stärke der Absorption einer bestimmten Spectralfarbe durch den farbigen Körper ganz allgemein darstellt. Da die Exinctionscoëfficienten mit zunehmender Absorption wachsen, so nehmen die „Absorptionsverhältnisse“ der Einzelregionen des Absorptionsspectrums um so geringere Werthe an, je stärker in ihnen die Absorption ist; die Dicken der absorbirenden Schichten, welche das Licht von verschiedener Wellenlänge je um denselben Betrag seiner ursprünglichen Stärke abschwächen, sind also den „Absorptionsverhältnissen“ proportional.

Die bis jetzt von mir ausgeführten Lichtstärkemessungen in den einzelnen Regionen der Absorptionsspectren bezweckten vorzugsweis deren Verwendung zur quantitativen Bestimmung gelöster farbiger Körper. Dabei handelt es sich vor Allem um die Ermittlung der zu dieser Aufgabe passendsten Spectralregion, d. h. der jeweils sensibelsten Stelle eines Absorptionsspectrums, welche schon bei sehr geringer Aenderung der Concentration der Lösung eine beträchtliche Aenderung der Lichtstärke zeigt; von der für jeden einzelnen absorbirenden Körper charakteristischen Abhängigkeit des Absorptionsvorganges von der Wellenlänge des Lichtes mußte ich vorläufig absehen.

Dieser letzteren Aufgabe kann mittelst der graphischen Aufzeichnung der Absorptionsmessungen in der oben angegebenen Weise, unter Zugrundelegung des prismatischen Spectrums selbstverständlich nur beiläufig genügt werden; man erkennt allerdings, daß in zahlreichen Absorptionsspectren die übrigbleibende Lichtstärke von einem Ende jedes Spectrums zum anderen ohne Unterbrechung abnimmt und daß in denjenigen Spectren, welche Absorptionsstreifen zeigen, die Absorption von beiden Seiten her, in der Richtung gegen den Absorptionsstreifen eine ununterbrochene Zunahme bietet. Die Abhängigkeit der Absorption von der Brechbarkeit des Lichtes wird aber sogleich deutlich, wenn man vom typischen Spectrum ausgeht, d. h. bei der graphischen Darstellung die Fraunhofer'schen Linien in solche Abstände bringt, welche ihren Wellenlängen entsprechen. (Fig 8 Taf. II.)

Viele farbigen Körper absorbiren schon in starken Verdünnungen bedeutende Mengen Licht von bestimmter Wellenlänge, während andere erst bei stärkeren Concentrationen sich wirksam erweisen; die ersteren zeigen also geringe, die letzteren große „Absorptionsverhältnisse“. Zur Einzeichnung dieser *absoluten* Absorptionsverhältnisse wäre demnach ein unverhältnißmäßig großer Umfang der zu construierenden Tafel erforderlich. Ich beschränke mich deshalb in der beiliegenden Tafel auf die *relativen* Werthe der Absorptionsverhältnisse; dieselben sind für eine Anzahl farbiger Körper im ganzen oder doch einem größeren Theil des Spectrums in der Art eingetragen, daß in den meisten Absorptionsspectren das kleinste Absorptionsverhältniß jeweils = 1 gesetzt ist. Das Absorptionsverhältniß des Chromalaun zeigt im Bezirk der geringsten Absorption bloß einen 9 mal, das des schwefelsauren Kupfer-Ammoniak bloß einen 26 mal größeren Werth, als in dem Bezirke der stärksten Absorption; damit die betreffenden Curven höhere Ordinatenwerthe erhalten und deutlicher werden, ist für diese beiden Körper das relative Absorptionsverhältniß in der Stelle der stärksten Absorption = 10 gesetzt.

Indem ich wegen der speciellen Werthe der Absorptionsverhältnisse in den Einzelregionen der von mir photometrisch untersuchten Spectren auf meine betreffende Schrift verweise, beschränke ich mich in folgender Tabelle auf die Angabe der in jedem Absorptionsspectrum untersuchten Bezirke und der jeweiligen Stellen geringster und größter Absorption, sammt den zugehörigen absoluten und relativen Werthen der Absorptionsverhältnisse. Ich konnte bei der Anwendung der Petroleumflamme, die sehr arm ist an violetten Strahlen, nicht bis in den äußersten Bezirk des Violetts vordringen, was nur mit Zuhülfenahme des directen Sonnenlichtes möglich wäre. Die Spectren der Körper 3, 6 und 7, deren Absorptionsmaximum in den violetten Bezirk fällt, bieten demnach (namentlich No. 6) größere Differenzen zwischen Minimum und Maximum der Absorption als in der Tabelle angegeben werden konnte. Für die, in die graphische Darstellung nicht aufgenommenen Spectren 8–10, welche sich auf farbige animalische Säfte beziehen, kann ich bloß die relativen Absorptionsverhältnisse angeben, da die absoluten Mengen der betreffenden Pigmente (Serumfarbstoff, Harnfarbstoff) unbekannt sind und die Absorptionerscheinungen des Blutfarbstoffs am Blute selbst, nicht aber an einer Haemoglobulinlösung von bekanntem Gehalte untersucht wurden.

	Untersuchte Spectral-region	Spectralbezirk geringster Absorption		Spectralbezirk stärker Absorption	
		Absolutes Absorptionsverhltniss	Relatives Absorptionsverhltniss	Absolutes Absorptionsverhltniss	Relatives Absorptionsverhltniss
1. Uebermangansaures Kali	Vom äußersten Roth vor A bis G 60 H	0,0116 (uerstes Roth)	133	0,000087 (D 87 E — E 8 F)	1
2. Hydrobilirubin ¹⁾	Vom äußersten Roth bis H	0,009317 (Roth vor A)	169	0,0000552 (E 63 F — F)	1
3. Chromalaun	von B 22 C bis G 35 H	0,25197 (B 22 C — C 15 D)	8,93	0,0282 (G 10 H — G 35 H)	1
4. Fuchsin (salzsaures Rosanilin)	von a bis G 83 H	0,06283 (a — B 22 C)	8055	0,000007819 (D 68 E — D 87 E)	1
5. Schwefelsaures Kupfer-Ammoniak	von B 22 C bis G 60 H	0,2395 (G 38 H — G 60 H)	26,3	0,00911 (C 65 D — D 11 E)	1
6. Saures chromsaures Kali	von B 22 C bis F 54 G	0,9224 (B 22 C — C 65 D)	1155 ²⁾	0,0008019 (F 44 G — F 54 G)	1
7. Neutrales chromsaures Kali	von A bis G 35 H	8,11 ³⁾ (B 22 C — C 15 D)	14042	0,0005739 (G 10 H — G 35 H)	1
8. Sauerstoffhaltiges Blut	bei a		167	F 87 G — G 10 H	1
9. Farbstoff des Blutsersum	D — D 19 E		9	E 63 F — E 80 F	1
10. Harnfarbstoff	a — B		469	G 35 H — G 60 H	1

1) Die Lichtstrkmessungen des Absorptionsspectrums dieses physiologisch wichtigen, im Harn ofters vorkommenden Körpers, der, wie Maly nachgewiesen, ein Abkömmling des Bilirubin der Galle ist, habe ich in der Zeitschrift für Biologie, 1873, S. 160 mitgetheilt. In einer 1 Cm. dicken Schicht ist die Lösung 300 tief braunroth; die Lösung 100 ist gelbroth; von 100 an, mischt sich dem Roth ein blauer Farbenton bei. Verdünnung 3000 giebt noch einen Farbenton. Die Stelle maximaler Absorption, welcher ein Absorptionsband entspricht, ist für diesen Farbstoff charakteristisch.

2) Die Differenz wäre viel groer, wenn Messungen im violetten Bezirke vorlägen.

3) Das Absorptionsverhltniss in Region A bis B 22 C ist etwa 3 mal groer, als in B 22 C — C 15 D; doch ist die betreffende Messung unsicher.

In die graphische Darstellung konnten diejenigen Werthe des relativen Absorptionsverhältnisses, welche über 200 hinausgehen, nicht aufgenommen werden; auch musste auf die Darstellung der Unterschiede dieser Werthe in den, dem Absorptionsmaximum zunächst gelegenen Bezirken, wiederum aus Räumlichkeitsrücksichten, verzichtet werden. Das Spectrum des übermangansauren Kali z. B. bildet bei gewissen Verdünnungen der Lösung, zwischen D 11 E und F fünf sehr deutliche Absorptionsstreifen; die relativen Absorptionsverhältnisse schwanken aber in dieser Region nur um das $2\frac{1}{2}$ fache, Unterschiede, welche in unserer, in kleinem Maassstab angelegten, Tafel unmöglich zum richtigen Ausdruck gebracht werden können.

Der Verlauf sämmtlicher Absorptionscurven zeigt eine solche Regelmässigkeit und für jeden einzelnen gefärbten Körper eine derartig charakteristische, Form, dass ich schon jetzt, obschon das vorliegende Material noch ein sparsames ist, mit Bestimmtheit die Behauptung aussprechen darf, dass bei denjenigen Spectren, in welchen die Absorption von dem einen Ende zum anderen continuirlich zunimmt, die Messung der Lichtstärke an 6 — 8 Stellen des Spectrums vollkommen hinreicht, um den Verlauf der gesammten Absorptionscurve mit Sicherheit construiren und die Abhängigkeit der Absorption von der Wellenlänge des Lichtes feststellen zu können, sodass man keineswegs nöthig hat, in mühsamen Versuchen, wie ich verfuhr, Lichtstärkemessungen in sämmtlichen Einzelbezirken des Spectrums anstellen zu müssen. Auch bei denjenigen Spectren, welche Absorptionsstreifen zeigen, wird es genügen, ausser den Bezirken der Minima und Maxima nur noch wenige andere Zwischenstellen photometrisch zu untersuchen, um den gesammten Verlauf der Absorptionscurve, sammt deren Wendepunkten, mit Sicherheit feststellen zu können.

Tübingen, den 27. December 1873.

VII. *Temporärer Dichroismus, hervorgebracht durch Zug; von August Kundt.*

Während man durch mechanische Einwirkungen, wie Pressung oder Zug, in isotropen Körpern sehr leicht Doppelbrechung hervorbringen kann, hat man bisher noch nicht beobachtet, daß bei Zug oder Druck eine Erscheinung aufträte, welche ein so häufiger Begleiter der Doppelbrechung ist, nämlich Dichroismus.

Dichroismus welcher durch Zug oder Druck hervorgerufen mit der entstehenden Doppelbrechung nur so lange andauert, als die wirkende Ursache, Zug oder Druck währt, und mit derselben verschwindet, wird man passend als temporären Dichroismus bezeichnen.

Schon Dove scheint (Farbenlehre S. 272) nach einem solchen gesucht zu haben; auch ich habe mich lange vergeblich bemüht, durch Pressen oder Erhitzen gefärbter Gläser temporären Dichroismus zu erhalten.

Andererseits kann man a priori schließen, daß ein solcher Dichroismus möglich ist.

Wird ein isotroper Körper gepreßt oder gezogen, so daß er die Eigenschaft erhält, das Licht doppelt zu brechen, so wird im Allgemeinen die Größe der Doppelbrechung nicht für sämtliche Schwingungsdauern gleich seyn, es wird im Allgemeinen die Dispersion der Substanz für die beiden Strahlenparthien, in die ein einfallendes Lichtbündel zerlegt wird, ungleich seyn.

Da nun, wie ich in meinen Untersuchungen über anomale Dispersion gezeigt habe, ein inniger Zusammenhang besteht zwischen Absorption und Dispersion des Lichtes, so wird man schließen müssen, daß wenn für die beiden Strahlenparthien, welche in Folge der Doppelbrechung auftreten, die Dispersion stark verschieden ist, auch die Absorption für diese beiden Strahlen merklich verschieden seyn wird.

Gestützt auf diese Ueberlegung habe ich in letzter Zeit abermals versucht temporären Dichroismus zu erhalten,

und schliesslich einige Substanzen gefunden, bei denen derselbe sehr schön und deutlich auftritt.

Es sind diese Substanzen besonders Cautchouc und Gutta-Percha. Schneidet man von dem braunen Platten-cautchouc, wie derselbe überall käuflich ist, ein Streifchen, zieht dasselbe zwischen den Fingern aus und untersucht mit der dichroscopischen Loupe, so erhält man sehr starken Dichroismus. Einzelne Cautchoucsorten zeigen die Erscheinung wesentlich besser als andere, doch konnte ich dieselbe, wenn auch schwächer, bei allen wahrnehmen.

Bei denjenigen Proben, die stark dichroistisch wurden, war das eine Bild dunkelbraun, das andere fast strohgelb, und zwar ist derjenige Strahl, dessen Schwingungen in die Zugrichtung fallen, der stärker absorbirte.

Mit dem Aufhören des Zuges hört auch der Dichroismus auf.

Ob der gezogene Cautchouc optisch positiv oder negativ ist, konnte leider nicht bestimmt werden, da die Cautchoucstücke zu wenig durchsichtig sind.

Desgleichen zeigt Gutta-Percha die Erscheinung.

Man schneidet von derselben ein dünnes Streifchen, erwärmt etwas, so daß die Substanz mehr elastisch wird, und sich dünner ausziehen läßt. Auch hier ist der Dichroismus recht stark.

Endlich habe ich elastischen Leim, — hergestellt durch Zusatz von Glycerin zu einer sehr eingedickten Leimlösung — mit den mannigfachsten Färbemitteln im flüssigen Zustand gefärbt, und dann nach dem Erkalten auf temporären Dichroismus untersucht. Dieser Leim, der fast wie Cautchouc elastisch ist und starke Doppelbrechung zeigt, gab indessen nur bei Zusatz einiger färbenden Substanzen Spuren von Dichroismus. Nur einige Male erhielt ich an einzelnen Stellen, an denen sich der Farbstoff anscheinend verändert hatte und sehr dunkel geworden war, starken temporären Dichroismus.

Straßburg, den 20. October 1873.

VIII. *Das Gleiten elektrischer Funken;* *von Karl Antolik.*

Professor an der Realschule zu Kaschau in Ungarn.

Ich muß es gestehen, daß ich nirgends etwas über das Gleiten elektrischer Funken gelesen habe.

Die Untersuchungen der Lichtenberg'schen Figuren von vielen Physikern, namentlich aber von Hrn. Wilhelm von Bezold, sind ganz anderer Art, als die meinigen.

Zum Hervorbringen eines elektrischen Funkenstreifens, wie es die beiliegenden Bilder zeigen, ist es vor Allem nöthig, eine schlecht leitende Platte mit einem Halbleiter der Elektrizität zu überziehen. Fig. 1 Taf. II wird am leichtesten hervorgebracht, wenn man einen Glaskolben beruſtet und auf den Ruß einen elektrischen Funken schlagen läßt. Am einfachsten ist es aber den beruſteten Kolben zwischen die Ausladungskugeln der Conductoren einer Holtz'schen Influenzelektrisirmaschine zu halten. Viel schöner ist so ein elektrischer Funkenstreifen, wenn man auf eine Glasplatte zwei zugespitzte Staniolblättchen klebt, dieselben mit sehr glattem Papier (Visitenkartpapier) überzieht, und sie alsdann beruſtet und den Funken schlagen läßt.

Es ist sehr interessant, die so erhaltenen Funkenstreifen vor den Augen zu haben. Man läßt außer Acht den zickzackförmigen Weg, da man ihn ganz natürlich findet. Gegen alle Erwartung bemerkt man aber, daß der so abgezeichnete Weg des Funkens *zwei lichte und eine dunkle parallele Linie bildet*. Die Erklärung dieser drei parallelen Linien bietet viel größere Schwierigkeiten dar, als man glauben sollte, weshalb ich mich vor der Hand auf die Theorie derselben auch nicht einlassen will; ich werde bei dieser Gelegenheit nur die Thatſachen und meine Erfahrungen mittheilen.

Die neue Hypothese über die Bildung der Lichtenberg'schen Figuren von Hrn. Wilhelm von Bezold¹⁾

1) Diese Ann. Bd. 144, S. 541.

ist zwar sehr schön; allein sie läßt sich auf meine Funkenstreifen doch nicht vollkommen anwenden, um so weniger, als sich hier ganz neue Erscheinungen darbieten.

Die zwei lichten parallelen Linien sind offenbar durch das Wegschieben des Rufs entstanden; dies beweist der Umstand, daß die äußeren Ränder derselben, wenn sie mikroskopisch untersucht werden, etwas dicker sind; es hat sich hier gleichsam eine halbe Furche gebildet. Der innere schwarze Streifen ist zwar auch nicht ganz dunkel, aber der Ruß erscheint hier, wie zusammengedrückt, und daß das wirklich der Fall ist, beweist der Umstand, daß wenn wir die Platte mit Wasser begießen, der ganze Ruß von dieser weggespült wird; nur der innere schwarze Streifen bleibt unverändert, ja wir können sogar die Platte mit einem nassen Tuche leicht abwischen und der Streifen wird noch sichtbar. Wenn wir aber auch die letzten Ueberbleibsel des Streifens entfernen, so zeigen sich doch noch Spuren von dem Wege, den der Funke eingeschlagen hat, wenn wir die Platte behauchen. Es scheint der Ruß in die Glasplatte eingedrückt worden zu seyn. Wird so ein Funkenstreifen näher mikroskopisch untersucht, so zeigen sich an den äußeren Rändern der lichten Linien Spuren der wirkenden Induction weit in den Ruß hinein. Allein, was wir hier nur ahnen, das wird uns viel klarer, wenn wir den elektrischen Funken einer Leydener Flasche gleiten lassen. Fig. 2 Taf. II ist auf diese Art hervor gebracht worden. Der innere dunkle Streifen bietet noch nichts Besonderes, nur wird er etwas stärker. Wenn wir aber die äußeren Ränder der lichten Streifen mit einer Lupe genau betrachten, so bemerken wir an denselben *dunkle und lichte Dreiecke* — offenbar Folgen der Induction —; die dunklen Dreiecke sind mit ihrer Basis, die lichten aber mit der Spitze den Rändern zugewendet. Besonders schön ausgebildet sind diese Dreiecke in Fig. 3 Taf. II. Dieses Bild wurde mittelst einer Batterie von 4 Leydener Flaschen von ungefähr 3 Qdrtfuß gesammter innerer Belegung, hervorgerufen. Am besten jedoch kann

man die Dreiecke beobachten, wenn man den Funken bloß auf einer Glasplatte ohne Papierüberzug gleiten läßt und das Bild gegen das Licht hält. Alsdann bemerkt man auch, daß die Ausbildung dieser Dreiecke, wie kometenartige und sich kreuzende Schweife, sich weit in den Rufs erstreckt, wo sie immer und immer schwächer wird, bis sie ganz verschwindet. Freilich gelingen die Funkenstreifen nicht so schön und gut auf Glas, wie auf dem glatten Papier. Zugleich bemerkt man in dieser Figur, daß in dem inneren dunklen Streifen noch ein innerer weißer Streifen entstehen kann, ja sogar in dem inneren weißen Streifen kann man oft noch eine etwas dunklere, aber nur schon sehr feine Linie bemerken. Letztere Erscheinung hängt immer von der größeren Ladung der Batterie ab. Fig. 4 Taf. II zeigt noch einen interessanten Funken, dessen negatives Ende sich in drei Aeste theilte; übrigens wurde dieses Bild ganz auf dieselbe Weise und unter denselben Bedingungen hervorgebracht, wie Fig. 3 Taf. II. Diese Theilung des Streifens ist mir also nur zufällig gelungen. Die hier bemerkbaren, außergewöhnlichen und unregelmäßigen schwarzen Striche sind die Folge einer größeren Anhäufung des abgesprengten und zusammengedrückten Rufs.

Fig. 5 und Fig. 6 Taf. II wurden dadurch hervorgebracht, daß ich den Funken auf eine Glasplatte, die vorerst mit Staniol und dann mit Papier und endlich mit Rufs überzogen war, nicht gleiten, sondern vertikal schlagen ließ. Fig. 5 Taf. II zeigt einen + und Fig. 6 Taf. II einen — Funken. Einen wesentlichen Unterschied zwischen dem + und — Funken konnte ich bis jetzt noch nicht entdecken, außer wenn ich den verticalen Funken auf berufste Metallplatten schlagen ließ, dann zeigte es sich, daß der — Funke ein lichter Bild zurückließ. In jedem Falle durchlöchert der elektrische Funke Papier und Staniol. Endlich zeigt Fig. 7 Taf. II einen vertical geschlagenen + Funken, der sich in zwei Theile theilte. Das Gelingen solcher Bilder ist nur selten, aber es kann

doch befördert werden, wenn man noch auf das Papier, bevor es beruht wird, ein Staniolblättchen von ungefähr 2 bis 3 Qdrtmillimeter klebt und darauf den verticalen Funken schlagen läßt, oder aber statt einer Entladungskugel zwei Spitzen anwendet. Die Grösse dieser Bilder hängt natürlich von der Ladung und der Schlagweite des Funkens ab. Bilder, wie sie Fig. 7 Taf. II zeigt, werde ich mit nächster Gelegenheit ausführlicher behandeln.

Auch die Funken eines Rühmkorff'schen Inductions-Apparates zeigen immer solche Funkenstreifen.

Kaschau, im December 1873.

IX. *Ueber die Ausbreitungserscheinungen einiger Lösungen von Anilinfarben auf Wasser; von A. Obermayer.*

Oberlieutenant in der technischen Militär-Akademie zu Wien.

Löst man reichliche Mengen von Fuchsin oder Anilinblau mit käuflichem Anilin in einer Eprouvette, unter zehn bis fünfzehn Minuten lang fortgesetztem Kochen, so zeigen Tropfen der so erhaltenen dickflüssigen Auflösungen auf Wasser ganz eigenthümliche Ausbreitungserscheinungen. Taucht man einen Glasstab in eine dieser Lösungen und bringt so dieselbe mit der Wasseroberfläche in Berührung, so trennt sich die Lösung nur allmählig vom Glasstabe. Es bildet sich eine intensiv gefärbte kreisförmige Scheibe, an deren Umfange, namentlich bei Anilinblau, vier bis fünf deutlich ausgebildete Newton'sche Farbenringe auftreten. Ausserhalb dieser letzteren zerreißt der Rand der Scheibe und es entstehen farbige Strahlen, von nahezu gleicher Breite, die mit ziemlicher Geschwindigkeit radial und fast geradlinig fortschießen. Mit Beendigung der Ausbreitungserscheinung verschwindet die centrale Scheibe

und die Strahlen sind von einander vollkommen getrennt. Sie werden durch außerordentlich zarte Häutchen gebildet, die sich sofort krümmen und mannigfaltig zerreissen, sobald sie gegen die Begränzung der Wasseroberfläche und dann gegeneinander stoßen. Hatte man mit dem Glasstabe eine reichliche Menge Flüssigkeit aufgenommen und läßt diese so lange abfließen, als noch Ausbreitung erfolgt, so bedeckt sich endlich die ganze Flüssigkeitsoberfläche mit den mannigfaltigst zerrissenen Häutchen und in der Mitte der ganzen Ausbreitungserscheinung bildet sich eine unregelmässigere dickere Haut. Alle Häutchen zeigen den Metallglanz der betreffenden Farbe und zwar um so stärker, je dicker sie sind; häufig erscheinen sie durch das Nachdringen andrer Häutchen zusammengeschoben und äusserst zart gefaltet.

Der Verlauf der Ausbreitungserscheinungen hängt sehr von der Ausdehnung der Wasseroberfläche ab, auf der man operirt. In einem Bottiche von nahezu einem Meter Durchmesser, erhielt ich mit Anilinblau die Strahlen fast vollkommen geradlinig 35 Ctm. bis 45 Ctm. lang und 4 Ctm. breit; in einer Blechwanne von 80 Ctm. Länge und 60 Ctm. Breite, 25 Ctm. bis 30 Ctm. lang und 3 Ctm. breit; in einer Porzellanschale von 40 Ctm. Durchmesser konnte sich die Erscheinung nicht mehr vollständig ausbilden, häufig traten Strahlen von wenigen Millimetern Breite auf, die sich der gehemmten Fortbewegung halber sehr bald zerstückelten. Die Anzahl der Strahlen lag sonderbarerweise stets zwischen zwölf und fünfzehn.

Zwischen den vollkommen ausgebildeten Strahlen zeigt sich die Wasseroberfläche noch unverändert, und es breiten sich neue Quantitäten von Lösungen unter derselben Erscheinung wie auf kleinen Wasseroberflächen aus.

Setzt man dem Anilin, in welchem man Fuchsin zu lösen beabsichtigt, etwas Salzsäure zu, so geben Tropfen dieser Flüssigkeit keine Strahlen, sondern unregelmässig zerrissene Häutchen, die sich mit ziemlicher Geschwindigkeit radial fortbewegen und eine außerordentlich zarte

Figur bilden, welche an das Ansehen eines mannigfaltig verästelten Blattes erinnert. Der verschieden vertheilte Metallglanz scheint auf sehr ungleiche Dicke dieser Häutchen hinzuweisen. Das im Wasser schwer lösliche Rohanilin, wie es dargestellt wurde, als die Anilinindustrie sich zu entwickeln begann, zeigt eine ganz ähnliche, jedoch viel überraschendere Ausbreitungserscheinung.

Die Strahlenbildung in den früher mitgetheilten Versuchen erklärt sich sofort, wenn man annimmt, daß nicht die Lösungen auf der Wasseroberfläche auseinanderfließen, sondern daß die Theilchen der Wasseroberfläche selbst sich radial auseinanderbewegen. Es wird hierdurch die Consistenz der centralen Flüssigkeitsschicht überwunden und die Ränder derselben reißen ein.

Es ist diese Erklärung im vollen Einklange mit der von Van der Mensbrugghe gegebenen ¹⁾ und durch zahlreiche Versuche bestätigten Erklärung der Bewegungserscheinungen auf der Oberfläche von Flüssigkeiten. Es wird hiernach die Spannung in der Oberfläche einer Flüssigkeit durch das Daraufbringen eines Tropfens einer anderen Flüssigkeit von geringerer Oberflächenspannung vermindert, und zur Bewegung der Oberflächentheilchen nach jenen Richtungen Veranlassung gegeben, wo noch die ursprüngliche Spannung herrscht.

Die angeführten Versuche über die strahlenförmige Ausbreitung der besprochenen Lösungen bilden eine neue Bestätigung der Van der Mensbrugghe'schen Ansicht und geben einen eclatanten Vorlesungsversuch.

1) *Mémoires couronnés de l'acad. de Belgique* 1869, T. XXXIV.

X. Bemerkungen zum Aufsatz des Hrn. Professor Roiti: Ist der galvanische Strom ein Aetherstrom? von E. Edlund.

Herr Roiti geht in seinem Aufsatz (diese Ann. Bd. 150, S. 164) von dem berühmten Versuche aus, durch welchen Fizeau festgestellt hat, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in einer Flüssigkeit durch die eigene Geschwindigkeit dieser Flüssigkeit influencirt wird. Da diese Thatsache nicht anders als dadurch zu erklären ist, daß die materiellen Theilchen bei ihrer Bewegung einen Theil des sie umgebenden Aethers mit fortreißen, so zieht Hr. Roiti daraus den Schluß, daß, wenn der in einem durchsichtigen Körper enthaltene Aether beim Durchgang eines galvanischen Stromes in eine translatorische Bewegung versetzt wird, diese Bewegung sich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Lichtwelle addiren oder von ihr subtrahiren müsse, je nachdem die letztere sich in derselben oder der entgegengesetzten Richtung bewegt.

Um dieses zu prüfen, ließ Hr. Roiti einen Sonnenstrahl ein Glaskästchen durchlaufen, das mit einer gesättigten Lösung von schwefelsaurem Zink gefüllt und der Länge nach durch eine Scheidewand in zwei Zellen getheilt war. Ein Theil des Sonnenstrahls ging durch jede Zelle. Die Elektroden communicirten mit einander auf die Weise, daß der Strom einer Säule die beiden Zellen in entgegengesetzter Richtung durchlaufen mußte. Die beiden durchgegangenen Strahlenbündel interferirten mit einander und die gebildeten Interferenzfransen wurden mit einem mit Mikrometer versehenen Ocular beobachtet. Eine Verschiebung dieser Franzen, die dem galvanischen Strom zuzuschreiben war, konnte jedoch nicht beobachtet werden. Durch Berechnung zieht Hr. Roiti aus diesem Versuch die Folgerung, daß die Geschwindigkeit, womit der Aether im Strome fortgeführt wird, geringer als 200 Meter in der Secunde seyn müsse. Da es nun durch

angestellte Messungen bekannt ist, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektrizität (diese Geschwindigkeit bestimmt durch die Zeit, welche zur Mittheilung der Bewegung von einem Punkte des Schließungsbogens zum anderen erforderlich ist) mehrere Millionen Meter in der Secunde beträgt, so sieht Hr. Roiti es als äußerst unwahrscheinlich an, daß der galvanische Strom in einer Fortführung des Aethers bestehe.

Um die völlige Unstatthaftigkeit dieser Beweisführung darzulegen, dürfte es hinreichend seyn, die Aufmerksamkeit darauf hinzulenken, daß die Geschwindigkeit, mit der der Aether bewegt wird, mit derjenigen Geschwindigkeit, mit der diese Bewegung sich von einem Punkt der Leitungsbahn zum anderen fortpflanzt, nicht das geringste zu thun hat. Um dieses zu zeigen, will ich folgendes Beispiel betrachten.

Wir wollen uns ein langes mit atmosphärischer Luft gefülltes Rohr denken, wovon das eine Ende offen und das andere mit einem dicht anschließenden, nach Belieben verschiebbaren, Stempel versehen ist. Wenn nun der Stempel in das Rohr hineingeschoben wird, werden die zunächst liegenden Lufttheilchen sogleich in Bewegung gesetzt, und diese Bewegung pflanzt sich dem ganzen Rohre entlang mit einer constanten Geschwindigkeit fort. Die Lufttheilchen, die sich in einem Abstand von ungefähr 330 Meter von dem Stempel befinden, beginnen eine Secunde später als der Stempel sich zu bewegen. Diese Geschwindigkeit, die v genannt werden mag, ist nichts anderes als die Geschwindigkeit des Schalls in der Luft, und ist ganz unabhängig von der Geschwindigkeit h , mit welcher der Stempel eingeschoben wird. Die Geschwindigkeit v wird durch das Verhältniß zwischen der Elasticität und der Dichtigkeit der Luft bestimmt. Wir mögen uns nun denken, daß das Ende des Rohres mit einem Kasten communicirt, worin die Luft ein wenig comprimirt ist, und daß das Rohr mit einem Hahn anstatt des Stempels versehen ist. Wird der Hahn geöffnet, so strömt die Luft in das Rohr hinein. Mit welcher Geschwindigkeit die Luft auch hineinströme, so pflanzt sich doch die Be-

wegung mit der constanten Geschwindigkeit v fort. Die Geschwindigkeit der Strömung mag z. B. ein oder zwei Meter in der Secunde betragen, so beginnen doch die Lufttheilchen, die sich in einem Abstände von 330 Meter befinden, eine Secunde nach der Oeffnung des Hahns sich zu bewegen. Das nun Gesagte muß mutatis mutandis auf die Aetherströmung Anwendung finden.

Wenn man die Art und Weise betrachtet, in der die Versuche über die Geschwindigkeit der Elektricität angestellt worden, so zeigt es sich, daß man hier mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bewegung, d. h. mit v , und nicht mit der Geschwindigkeit h der Aethermolecüle zu thun gehabt. Fizeau und Gounelle fanden auch, daß die gemessene Geschwindigkeit unabhängig von der Stromstärke und der Dicke der Leitungsdrähte war. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit v der Bewegung hängt von der Elasticität und Dichtigkeit des Aethers ab, ist aber unabhängig von der Geschwindigkeit c , mit der die Aethermolecüle im Strome bewegt werden. Es liegt also nichts Befremdendes darin, daß Hr. Roiti h geringer als 200 M. fand, obgleich v Millionen Meter erreicht.

Wenn die Stromstärke i , die Aethermenge in der Volumeneinheit δ und die Geschwindigkeit der Aethermolecüle in einem Leiter von dem Querschnitt Eins h genannt werden, so hat man $i = \delta h$. Ist der Querschnitt n , so ist $i = n \delta \frac{h}{n}$. Die Geschwindigkeit steht also im umgekehrten Verhältnisse zu dem Querschnitte. Hr. Roiti hat nicht mitgetheilt, wie groß der Querschnitt der in den zwei Zellen enthaltenen Flüssigkeit war, bloß daß der Weg des Stromes durch dieselbe 90 Centimeter betrug. Da nun der Widerstand der Flüssigkeiten bedeutend ist, so konnte wohl der Querschnitt nicht gar zu klein genommen werden, damit die Stromstärke nicht zu schwach würde. Wir wollen annehmen, daß die Seite des quadratischen Querschnitts 100 Mm. war. Die Fläche des Querschnittes würde also 10000 Quadratmillimeter seyn. Wenn

man die Geschwindigkeit der Aethermoleculë in der Flüssigkeit z. B. auf 100 Meter schätzt, so würde deren Geschwindigkeit in den Zuleitungsdrähten, wenn diese einen Querschnitt von einem Quadratmillimeter hätten, nicht weniger als eine Million Meter in der Secunde ausmachen.

Schließlich kann ich nicht umhin einige Bemerkungen gegen die Zuverlässigkeit des angestellten Versuches anzuführen. Der Strom kann nicht eine Flüssigkeit durchlaufen, ohne daß diese dadurch chemisch zersetzt wird. Sehr wahrscheinlich spielt der Aether dabei eine gewisse Rolle, und welchen Einfluß dieser Umstand auf die Geschwindigkeit eines Lichtstrahles ausübt, läßt sich nicht im Voraus bestimmen. Ferner wissen wir nicht mit Bestimmtheit, ob der Strom zugleich durch das gelöste Salz und durch das Lösungsmittel gehe, oder wie er sich zwischen beiden theile; und diese Unbestimmtheit muß den Versuch ganz unsicher machen. Will man diese Schwierigkeiten umgehen, so muß man für den Versuch einen festen Körper wählen. Vor längerer Zeit war ich auch darauf bedacht einen Versuch auf diese Weise anzustellen, konnte aber keinen festen Körper finden, der zugleich hinreichend durchsichtig und leitend war. Denn das bemerkenswerthe Verhältniß scheint ohne Ausnahme stattzufinden, daß diejenigen festen Körper, welche gut durchsichtig sind, zugleich eine sehr schlechte Leitungsfähigkeit besitzen.

Stockholm, den 12. Januar 1874.

XI. Bemerkungen über die Einrichtung eines Dispersimeters; von A. Mousson.¹⁾

(Aus der Vierteljahrsschrift d. naturf. Gesell. in Zürich, 1872 S. 213.)

Die Spectralanalyse, welche durch ihre Anwendung auf die Chemie und Astronomie eine Wichtigkeit ersten Ranges gewonnen hat, setzt sich zur Aufgabe, die elementare Zusammensetzung eines Strahlencomplexes, der von einer beliebigen Lichtquelle ausgesandt wird, genauer zu erkennen. Man theilt zu dem Ende den verschiedenen Strahlen, die man unterscheiden soll, durch ein angemessenes Mittel, das auf die verschiedenen Wellenlängen einwirkt, verschiedene Richtungen mit, so daß der complexe Strahl fächerförmig und gesetzmäßig seine Bestandtheile auseinanderlegt. Man kennt gegenwärtig zwei ganz abweichende Mittel ein Spectrum zu erzeugen; Mittel, die man häufig als übereinstimmend annimmt, wiewohl sie auf ganz abweichenden Gesetzen beruhen und genau betrachtet zu ganz verschiedenen Resultaten führen. Diese beiden Mittel sind: die *Diffraction* unter Anwendung sehr feiner Gitter, und die *Dispersion*, wie sie von festen und flüssigen Prismen erhalten wird.

1. Das Diffractionsspectrum.

Der Lichtstrahl falle in der Richtung AB auf das Gitter CD (Fig. 9 Taf. II), an welchem ein freier und bedeckter Theil zusammen eine Breite s einnehmen. Ein Strahl, dessen Wellenlänge λ_0 — der Versuch erfolge im Vacuum — wird um einen Winkel α abgelenkt, der sich nach den Beugungsgesetzen bestimmt aus

$$\sin \alpha = i \frac{\lambda_0}{s} \quad (1)$$

o i eine beliebige ganze Zahl bezeichnet. Es bildet sich

) Es ist dies der Aufsatz, auf welchen der Verf. sich in seiner Erwiderung auf Prof. Mach's Bemerkung (Ann. Bd. 149, S. 270) bezieht und den ich deshalb den Lesern nicht vorenthalten zu dürfen glaubte.

daher eine ganze Reihe von Spectren, nach einer Richtung ausgebreitet, welche zu den Gitterstäben senkrecht steht. Diese verschiedenen Spectren nehmen vom ersten an Ausdehnung zu, dagegen verändert sich ihre Intensität, weshalb man meist nur das erste benutzt.

Die Entstehung des Spectrums ist übrigens das Ergebniss einer grossen Zahl von Interferenzen, die eine Reihe gedrängter Maxima und Minima erzeugen, von denen gemäß der sehr vollständigen Theorie der Erscheinungen die Mehrzahl bis auf die von obiger Formel bezeichneten Maxima um so mehr verschwindet, als das Gitter feiner und vollkommener ist.

Beschränkt man sich auf das erste Spectrum, für welches $i = 1$ und vernachlässigt, mit Rücksicht auf die Entfernung des Lichtpunktes, die Veränderungen von $\cos \alpha$ in dem Umfange des Spectrums, so erhält man für zwei verschiedene Strahlen bei erster Annäherung

$$\alpha - \alpha' = \frac{\lambda_0 - \lambda'}{s \cos \alpha'} \quad (2)$$

Beziehen sich α' , λ' auf eine bestimmte Stelle, z. B. auf eine bekannte Fraunhofer'sche Linie, nennt ferner im beobachteten Spectrum y die Entfernung $\alpha - \alpha'$ eines beliebigen Punktes α von jener Linie, so berechnet sich die Wellenlänge λ_0 dieses Punktes durch

$$\lambda_0 = \lambda' + s y \cos \alpha'$$

oder allgemeiner durch

$$\lambda_0 = A + B y \quad (3)$$

Die Constanten A und B bestimmen sich mittelst zweier Messungen für Fraunhofer'sche Linien, deren λ_0 man kennt.

Man sieht daraus, dass das Diffractionsspectrum für jeden Punkt zu einer vollständigen Kenntniss des Strahles d. h. seiner Wellenlänge, führt, und zwar mittelst einer linearen Gleichung, die einzig von den geometrischen Verhältnissen des Gitters abhängt. Darum betrachtet man mit Recht das Diffractionsspectrum als das wahre *Normalspectrum*.

Da überdies die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der verschiedenen Strahlen im Vacuo, — man nenne sie U_0 — als gleich angesehen werden kann, so erscheint die Wellenlänge λ_0 als einfach proportional der Schwingungszeit τ . Beide Gröfsen hängen durch die bekannte Gleichung

$$\lambda_0 = U_0 \tau \quad (4)$$

zusammen. Die Gleichung (3) zwischen zwei Werthen von λ_0 kann daher in eine entsprechende zwischen zwei Werthen von τ umgeschrieben werden. Uebrigens ist es die Oscillationsgeschwindigkeit τ , und nicht die mit dem Medium veränderliche Wellenlänge λ , welche einen homogenen Strahl wirklich charakterisirt, denn sie bleibt unverändert, welchen Modificationen man auch die Richtung und die Intensität desselben unterwirft.

2. Die Natur der Dispersion.

Anders verhält es sich mit dem prismatischen Spectrum. Die Richtung, welche ein Strahl von der Wellenlänge λ_0 einschlägt, hängt nicht allein ab von der charakteristischen Gröfse τ und den geometrischen Gröfsen, die im Spiele sind, — dem brechenden Winkel und dem Einfallswinkel — sondern überdies von einem *specifischen Einfluss* der materiellen Theilchen auf Fortleitung der kleinen Schwingungen. In der Beziehung

$$\lambda = U \cdot \tau$$

die für jedes Medium gilt, variirt λ nicht allein mit τ , sondern ebenfalls mit U , einer Gröfse, die nicht mehr constant ist, sondern von τ oder λ_0 abhängt. Man hat also

$$\lambda = f(\lambda_0) \tau = \frac{\lambda_0 f(\lambda_0)}{U_0} \quad (5)$$

$U = f(\lambda_0)$ ist eine im Allgemeinen unbekannte Function, wie das für die meisten Functionen der Fall ist, welche die specifische oder auswählende Wirkung der Theilchen ausdrücken. Da das Brechungsverhältniß n eines Strahles in einem bestimmten Mittel nichts anderes ausdrückt als das Verhältniß

$$n = \frac{U_0}{U} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad (6)$$

der Geschwindigkeiten oder der Wellenlängen im Vacuo

oder im Medium, so hat man auch

$$\frac{1}{n} = \frac{f(\lambda_0)}{U_0} \quad (7).$$

Wie bekannt, hat die Form dieser Function den Gegenstand zahlreicher und tiefer theoretischer Untersuchungen von Seiten des Hrn. Cauchy gebildet und er blieb definitiv bei dem Ausdrücke

$$\frac{1}{n^2} = a + \frac{b}{\lambda_0^2} + \frac{c}{\lambda_0^4} + \dots \quad (8)$$

stehen, ein Ausdruck, dessen man sich gewöhnlich bedient, und meist unter Beschränkung auf die beiden ersten Glieder. Die genaue Prüfung aber, welche Hr. Ketteler hinsichtlich der Uebereinstimmung dieser Formel mit den vorhandenen Beobachtungen, die jetzt zahlreicher und mannigfaltiger sind als zur Zeit Cauchy's, unternahm, macht es jetzt unzweifelhaft, daß dieselbe nicht genügt, selbst wenn man 4 oder 5 Glieder in Rechnung zieht. Hr. Ketteler wählt daher einen anderen Ausdruck, der sich den heutigen Daten näher anschließt und an sehr verschiedenen Substanzen — Krystallen, Glasarten, Flüssigkeiten, Gasen, — sich bewährt, nämlich denjenigen

$$\frac{1}{n^2} = \frac{a}{b - \lambda^2} - \frac{c}{d - \lambda^2} \quad (9).$$

Er enthält vier Constanten, die durch vier Bestimmungen von eben so vielen mit ihrem λ_0 bekannten Punkten gefunden werden.

Wenn für den Augenblick auch die treueste Formel, die man besitzt, kann dieselbe dennoch kaum für etwas anderes als für einen empirischen Ausdruck gelten, der nur für eine Klasse von Substanzen, nämlich für die ganz klaren durchsichtigen Medien wirklich erwiesen ist, welche Medien die dem Auge zugänglichen Strahlen vollständig durchlassen. Alle diese Substanzen theilen die Eigenschaft, die Ordnung der Farben nicht zu stören; stets tritt der violette als der meist, der rothe als der wenigst abgelenkte Strahl auf, oder, mit anderen Worten, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit wird um so mehr erniedrigt als die Wellen-

länge oder Schwingungszeit kürzer ist. Der einzige spezifische Unterschied, den man zwischen den verschiedenen Körpern dieser Kategorie wahrnimmt, beschränkt sich, abgesehen von der ganzen Ablenkung und der ganzen Ausdehnung des Spectrums, auf Verschiedenheiten der Dichtigkeit. Gewisse Strahlenpartien erscheinen etwas zusammengedrückt, andere auseinander gezogen, ohne daß die Ordnung der Farben dadurch betroffen wird. Diese Abweichungen bleiben gering, sind schwer zu bestimmen und daher wenig bekannt.

Wenn in den durchsichtigen farblosen Medien der Einfluß der materiellen Theilchen sich auf dieß Wenige beschränkt, verhält es sich gleichfalls so bei Substanzen, deren spezifische Einwirkung stärker wird und so weit reicht, gewisse Schwingungen ganz zu vernichten, während andere unberührt bleiben? Die Erfahrung hat bereits negativ entschieden durch Entdeckung jener sonderbaren Umkehrung der Farben, die man mit dem Namen der *anomalen Zerstreuung* bezeichnet, hat. Diese Erscheinung wird nur an intensiv gefärbten Medien beobachtet, in welchen die Wirkung der Absorption sich in bedeutendem Maasse geltend machen. Sie bilden in dieser Hinsicht den Uebergang der klaren Medien zu den undurchsichtigen Metallen, welche, außer in Gestalt ganz dünner Blättchen, alle Strahlen absorbiren.

Vom theoretischen Standpunkt aus scheint die Vermuthung ziemlich natürlich, daß wenn ein Medium sich gewisser Schwingungen zu Gunsten seiner eignen materiellen Theilchen bemächtigen kann, es auch auf die benachbarten, nicht ausgelöschten Schwingungen — ja auf das ganze Spectrum — seinen Einfluß ausüben werde, der in einer Veränderung ihrer Fortpflanzungsgeschwindigkeit bestände. Unsere mathematischen Theorien über die Wechselwirkungen zwischen dem materiellen Moleculen und Atomen und andererseits dem Aether genügen indessen nicht, um anzugeben, in welchem Sinne dieser Einfluß geschieht. Auf die Beobachtung gestützt, glaubt

Kundt annehmen zu dürfen, daß in der Nähe eines starken Absorptionsstreifens die Mittheilung der schnelleren und kürzeren Schwingungen beschleunigt, diejenigen der langsameren und längeren auf der anderen Seite des Streifens verzögert werde. Man darf nicht übersehen, daß in den festen und flüssigen Körpern, deren Theilchen, wie ihre continuirlichen Spectren beweisen, einer unendlichen Menge von Schwingungen fähig sind, die Absorption nicht auf scharf begränzte Stelle beschränkt ist, sondern sich abnehmend beiderseits auf unbegränzte Entfernung erstreckt, ja bei etwas größerer Dicke der Schicht, auf das ganze Spectrum. So erscheint die Geschwindigkeit der farbigen Strahlen nicht als eine isolirte Erscheinung, sondern als eine Veränderung, die vermuthlich mit der Absorption selbst in Beziehung steht.

Faßt man die oben bezeichneten Erscheinungen zusammen, erst bei kleinen Dichtigkeitsänderungen des Spectrums in den klar durchsichtigen Körpern, dann die verschiedenen Störungsstufen der anomalen Dispersion, endlich die vollständige Absorption der Metalle, so kann man sich nicht des Gedankens erwehren, daß man hier eine Stufenfolge verwandter Wirkungen vor sich habe, hervorgebracht durch einen wachsenden Einfluß der materiellen Theilchen, dem Veränderungen in der Geschwindigkeit und der Intensität der Schwingungen zur Seite gehen.

3. Das Spectrum der Prismen.

Will man ein prismatisches Spectrum mit der Anordnung der Farben erzeugen wie das Diffractionsspectrum Fig. II Taf. 9 es aufweist, so muß das Prisma in die Stellung Fig. 10. gebracht werden. Der einfallende Strahl erreiche das Prisma sehr nahe der brechenden Kante B — was gestattet, der Richtungsänderung unbeschadet, die beiden Brechungen des Ein- und Austritts in einem Punkt zu vereinigen, — so wird seine Richtung durch die erste Brechung nach BD , durch die zweite noch BE verändert.

Da nach dem Brechungsgesetze

$$n + \frac{\cos GBC}{\cos GBD} = \frac{\cos EBH}{\cos DBH},$$

so bestimmt sich die letzte Richtung BE des Strahles durch eine ganz einfache Construction. Von B als Mittelpunkt beschreibt man zwei Kreise mit den Radien 1 und $1/n$ d. h. U_0 und U ; vom Punkt c , wo der verlängerte einfallende Strahl den ersten Kreis schneidet, zieht man die Tangente cG ; von G aus, auf der Verlängerung der ersten Prismenfläche, zieht man eine zweite Tangente GdH zum zweiten Kreis; endlich vom Punkte H aus, in der zweiten Prismenfläche liegend, eine dritte Tangente He wieder zum ersten Kreis, so bestimmt der Contactpunkt die Richtung BE des austretenden Strahls.

Bei dieser Construction, die nichts ist als eine Wiederholung der theoretischen Construction von Fresnel, bezeichnet die durch den zweiten Berührungspunkt d gezogene Linie BD die Richtung des Strahles im Innern des Prisma. Setzt man das letztere, wie es bei Spectralbeobachtungen der Fall ist, in die Stellung der kleinsten Ablenkung, so halbirt die Linie BD den Winkel GBH , Ergänzung des brechenden Winkels c . Der Winkel $HBE = \alpha$ wird seyn

$$\cos \alpha = n \sin \frac{c}{2} = \frac{U_0}{U} \sin \frac{c}{2} = \frac{U_0}{f(\lambda_0)} \sin \frac{c}{2} \quad (10).$$

Diese Formel tritt an die Stelle derjenigen (1) im Diffractionsspectrum. In der Unkenntniß, in der man über die Gestalt von $f(\lambda_0)$ ist, läßt sie sich nicht benutzen, um λ_0 mit Hülfe von λ'_0 und von $\alpha = \lambda - \alpha'$ zu finden, wo α' und λ'_0 sich auf einen bekannten Punkt des Spectrums beziehen. Man muß also λ_0 auf indirecten Wege durch Beobachtung zu ermitteln trachten.

4. Gekreuzte Prismen.

Man erzeuge ein Spectrum in horizontalem Sinne, indem man eine Ritze von ganz geringer Höhe als Lichtquelle benutzt; es stellt sich als horizontales schmales

Farbenband AB (Fig. 11 Taf. II) dar, das an den Stellen der Fraunhofer'schen Linien unterbrochen ist. Unterwirft man dieses erste Spectrum der Wirkung eines zweiten Apparates, der vertical ausbreitend wird, so nimmt das farbige Band eine geneigte Richtung $A'B'$ an, und jeder Punkt a desselben wird durch zwei rechtwinklige Coordinaten x, y bestimmt, welche, von einem bestimmten Fraunhofer'schen Punkte aus gezählt, die beiden Deviationen der Apparate darstellen. Der Grundsatz der gekreuzten Prismen wurde schon mehrfach zur Anwendung gebracht, namentlich von Stokes bei seinen Untersuchungen über Fluorescenz, und neuerdings von Kundt in seinem Studium über die anomale Dispersion. Es scheint mir indessen, daß man zur genaueren Prüfung der Dispersion noch größeren Nutzen daraus ziehen könne.

Das schiefe Lichtband, welches die Darstellung des complexen Spectrums ist, kann mit Schärfe beobachtet werden, sey es direct vom Auge, sey es bei Anwendung einer achromatischen Linse objectiv auf einem Schirme. Benutzt man zwei feine gekreuzte Gitter, so folgt das schiefe Lichtband einer geraden Linie, für welche die von einem gleichen Punkte derselben gerechneten Coordinaten ein gleiches Verhältniß

$$y = Ax$$

zeigen. Ist der erste Apparat dagegen ein Prisma von unbekannter Zerstreuung, so wird y eine unbekannte Function der Abscisse x seyn und die Linie eine Curve zeichnen, deren Aenderungen dem veränderlichen Verhältniß zwischen y und x entspricht. Ein einziger Blick gewährt dann eine Uebersicht über die Abweichungen zwischen der Ablenkung durch Dispersion und durch Diffraction. Wo eine Condensation oder eine Dilatation durch Wirkung des Prismas statt hat, steigt die Linie stärker oder schwächer.

Unterwirft man dieser Prüfung die Prismen klarer durchsichtiger Substanzen, so zeigt das schiefe Farbenband

nur höchst schwache Undulationen, entsprechend nur sehr kleinen Aenderungen in der Dichtigkeit des Spectrums. Hingegen zeigen alle diese Spectren ein stetiges beschleunigtes Ansteigen vom Violetten zum Rothen, so daß die Curve ihre Convexität mit wachsender Krümmung nach unten und außen wendet. Es folgt daraus, daß in allen diesen Substanzen die Dichtigkeit der Strahlen nach dem Rothen hin wächst, gleichen Differenzen von x immer größere Zunahmen von λ_0 entsprechen.

Man kann aber noch weiter schliessen. Da das auf y bezügliche Diffractionsspectrum dem früheren zufolge bekannt ist und sich für jeden Punkt y das zugehörige λ_0 bestimmen läßt, so bestimmt sich gleichfalls für irgend einen Punkt a' , mit der Abscisse x des unbekannten Spectrums, die vorhandene Wellenlänge, indem die Verticale $a'a$ und die Horizontale ab gezogen werden; der Punkt b des Diffractionsspectrums liefert die Wellenlänge λ_0 des Punktes a . Um also die Dispersion oder die Wellenlänge λ_0 eines beliebigen a zu finden, hat man die beiden Coordinaten x und y des bezüglichen Punkts der Curve zu messen, eine Bestimmung, welche am objectiven Spectrum direct mit dem Zirkel ausgeführt wird, am direct gesehenen Spectrum aber mittelst eines Fadenkreuzes, das mit zwei rechtwinkligen Mikrometerbewegungen versehen ist.

5. Die Apparate.

Ein *Dispersiometer*, gemäß den eben entwickelten Grundsätzen, würde bei größter Vollständigkeit folgende Theile enthalten:

- 1) Eine Collimatorröhre, enthaltend eine Spalte von ganz geringer Höhe und eine Linse;
- 2) Das zu prüfende Prisma, das für die Flüssigkeiten horizontal gestellt, ein verticales Spectrum, dasjenige der x liefert;
- 3) Ein feines Gitter mit verticalen Stäben, das Licht ausbreitend und die y gebend;

- 4) Die zweite Sammellinse, das scharfe Bild erzeugend;
- 5) An der Stelle dieses Spectrums ein Fadenkreuz, das mittelst zweier Mikrometerschrauben von bekanntem Gange zwei rechtwinklige Bewegungen erhalten kann;
- 6) Endlich ein passendes Ocular zur Vergrößerung des Spectrums.

Die Theile 1 und 2 und die vereinigten 3 bis 6 vereinigt werden von drei Stäben gehalten, die, durch einen horizontalen Träger gehend, vertical gehoben und gesenkt werden können. Zudem bedürfen das Prisma 2 und die Röhre mit den Theilen 3 bis 6 einer drehenden Bewegung in der verticalen Ebene, um die je nach der Substanz geeignetste Stellung finden zu lassen.

Man stößt auf die größten Schwierigkeiten, wenn es sich um die Prüfung der anomalen Dispersion bei stark gefärbten Flüssigkeiten handelt. Da die Substanz, wenigstens an gewissen Stellen des Spectrums, dem Lösungsmittel entgegenwirkt, so beobachtet man in der Regel nur eine Differenzwirkung, in welcher das Lösungsmittel weit vorwaltet. Selbst wenn man die Wirkung des letzteren, wie zuerst Soret gelehrt hat, durch ein gleiches umgekehrtes Prisma mit gleicher Flüssigkeit compensirt, erhält man zwar ein anomales Spectrum, aber keine reine Wirkung, da an Stelle der farbigen Theilchen des einen Prismas im anderen Prisma Theile des Auflösungsmittels getreten sind. In Folge dessen erhält das anomale Spectrum stets eine sehr geringe Ausdehnung, welche genaue Messungen ausschließt. Vermehrt man das Verhältniß des Farbstoffes zur Verstärkung der anomalen Wirkung, so wird die Beobachtung durch die starke Absorption beeinträchtigt.

Schließlich sind als günstigste Bedingungen zu betrachten: 1. eine möglichste Concentration, so weit der Durchgang das Lichtes es gestattet; 2. ein Brechungswinkel von einer gewissen GröÙe, 30° bis 40°, weil die Stärke der Zerstreuung davon abhängt; 3. die möglichste

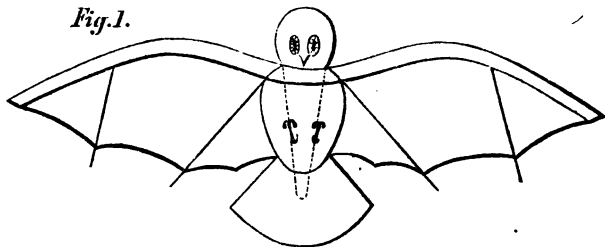
Kürze der flüssigen Strecke, was voraussetzt, daß die Beobachtung möglichst nahe der Prismenkante geschehe.

Es ist die letzte Bedingung, die am schwersten zu erfüllen ist, weil sich feste Farbtheilchen in dem Kantwinkel ansetzen, die durch Reinigen schwer zu entfernen sind. In dieser Beziehung ist ein Prisma wünschbar, dessen Glaswände leicht ganz getrennt und wieder vereinigt werden können. Man benutzt dazu zwei genau planparallele Glasplatten A , A' (Fig. 12 Taf. II) welche an der Kante, mit der sie aneinander liegen sollen, mathematisch gerade geschliffen werden. Diese Platten passen zwischen zwei Messingwände, die nach dem gewollten Querschnitt des Prismas auf halbe Dicke ausgearbeitet und in diesem Raum mit einer Kautschuckmembran bekleidet sind. Die so eingelegten Platten werden nach zwei Richtungen geprefst; erstens von oben nach unten in den Winkel der Messingwände, damit der Contact längs der Geraden ein vollständiger werde, und zweitens von der Seite her, mittelst eines Stützpunktes D auf der einen, und einer Klemmschraube C auf der anderen Seite. Jener Punkt D und die Mutter der Schraube C befinden sich in der Gabel E . Der Druck erfolgt gegen konische Vertiefungen, wodurch die Drehung des Prismas ermöglicht wird. Wird die Berührungskante der Glasplatten von außen mit ganz wenig Unschlitt bestrichen, so erhält man ein Prisma, das stundenlang die Flüssigkeit hält, zur Reinigung aber in wenig Augenblicken gelöst und vereinigt werden kann.

XII. *Ein japanisches Spielzeug;* von *E. O. Erdmann.*

Einer Aufforderung des Hrn. Prof. Poggendorff folge ich, wenn ich in diesen Zeilen die Beschreibung und Erklärung eines auf der Wiener Ausstellung gezeigten japanischen Spielzeugs mittheile, welches Hr. Prof. Rüdorff die Güte hatte mir zu geben.

Fig. 1.



Die beigelegte Zeichnung läßt die Form im Allgemeinen erkennen; besonders sind noch zu bemerken vier winkelförmig gekniffte Papierstreifen, welche auf der Bauchseite der Flügel in den durch Linien angegebenen Richtungen aufgeklebt sind. Diese sind wesentlich, wie auch der Umstand, daß der Kopf und das Gerippe der Flügel aus Pappe verfertigt sind, während die Flügel selbst aus einfachem glatten Papier, der Rumpf und Schwanz aber aus doppeltem (zusammengeklebten) Papier bestehen, zwischen den punktirten Linien gar aus dreifachem. Durch diese Anordnung wird der Schwerpunkt des ganzen Systems in den Hals gelegt.

Beigegeben wird dem Spielzeug ein ebenes Stück Pappe, welches als Wurfbrett dient, und um dem Vogel bei der Aufbewahrung oder Versendung die ebene Form zu erhalten, eine aus zwei Pappplatten bestehende Mappe.

Beschreibung des Wurfs.

Der Vogel wird mit seiner Rückenseite auf das Wurfbrett gelegt und mittelst desselben so fort geschleudert,

wie man etwa Sand oder Getreide mit einer Handschaufel möglichst weit werfen würde.

Beschreibung der Flugbahn.



Fig. 2.

Der Vogel fliegt, den Kopf voran, nahezu in dem aufsteigenden Ast einer Parabel, aber schon in 8 bis 9 Fuß Höhe ist die lebendige Kraft des leichten Spielzeugs durch den Widerstand der Luft, besonders auch gegen die gekniffen Papierstreifen und die Anziehung der Erde fast vollständig erschöpft. Aus dieser Höhe senkt sich der Schwerpunkt des Instruments, schnell und steil fällt der Vogel, immer der Kopf voran, der Erde zu. Während bisher der Vogel sich von dem Werfenden entfernte, krümmt sich jetzt der absteigende Ast der Flugbahn auf den Werfenden zu und der Vogel erreicht ihn je nach der Stärke und Elevation des Wurfs in an- oder absteigender Curve, so daß er mit dem Wurfbrett wieder aufgefangen werden kann, oder an dem Werfenden vorbei sich in wellenförmiger Bahn zur Erde senkt.

Diese, wie auch alle die anderen Bahnen, welche ein solcher Vogel beschreiben kann, erklären sich leicht aus dem Widerstand der Luft gegen die concave Rückenseite des Vogels, der diese Biegung des Rückens entweder beim Zusammenkleben oder nachträglich durch die Hand, oder *erst beim Fluge durch die Luft* bekommt. Nämlich bei den Vögeln, die von vornherein nur ebene Flügeldecken haben, entsteht die concave Biegung des Rückens durch die Stauung der Luft zwischen den convergirenden Papierstreifen und indem die dadurch comprimirt Luft beim Fluge gegen den hinteren Theil der Flügeldecken

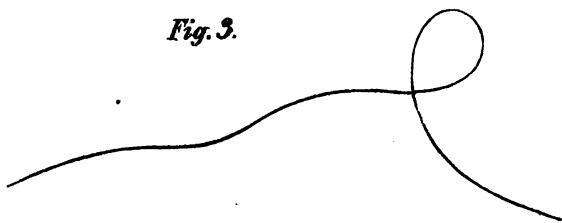
drückt, macht sie diese concav und zwar um so mehr, je größer die Geschwindigkeit während des Fluges ist.

In einem widerstehenden Mittel bewegt sich jeder Körper in der Richtung des geringsten Widerstandes, daher ein einseitiger gebogener Körper, wie dies Spielzeug, in einer seiner Krümmung entsprechenden Curve, genau so wie ein Dampfboot, dessen Steuer unverrückt nach einer Seite gedreht ist.

Da der Vogel mit seiner concaven Rückenseite nach unten forgeschleudert wird, gestaltet sich der aufsteigende Ast der Flugbahn flacher als er sonst seyn würde, und der absteigende Ast aus demselben Grunde nicht bloß steiler, sondern krümmt sich selbst derartig, daß der Vogel jetzt mit seiner Bauchseite nach unten zu dem Werfenden zurückfliegt, und in Folge der beim Fallen wieder vermehrten lebendigen Kraft sich noch ein- oder zweimal hebt und senkt, wie fliegende Gelbgänse.

Aus demselben Grunde leitet sich die ganz verschiedene Bahn des Vogels ab, wenn er mit seiner Bauchseite

Fig. 3.



nach unten mittelst des Wurfbretts in die Höhe geschleudert wird. Denn nun muß der aufsteigende Ast seiner Bahn steiler als die seinem Wurf entsprechende Parabel werden, ja er wird, von dem Werfenden aus betrachtet, concav und je nach der Stellung in welcher der Vogel den höchsten Punkt seiner Bahn erreicht, beschreibt er eine kleinere oder größere Volte, und sinkt, sich von dem Werfenden entfernend, in wellenförmiger Bahn zur Erde.

Beide eben beschriebene Bahnen finden in der Wurfebene statt, wenn die Flügel rechtwinklig zu dieser stehen, und das Spielzeug vollständig symmetrisch gearbeitet ist, so daß sein Schwerpunkt in der Längsaxe des Rumpfes liegt. Daß eine Aenderung dieser Bedingungen das Spielzeug aus der Wurfebene herausnöthigt, versteht sich von selbst, und beweisen die so mannigfaltigen Bahnen, die man wider Willen erhält, bevor man das Wurfbrett so zu bewegen gelernt hat, daß die Flügel rechtwinklig zur Wurfebene bleiben.

XIII. *Ueber Doppelbrechung in einer bewegten zähen Flüssigkeit; von J. Clerk Maxwell.*

Professor der Experimental-Physik an der Universität zu Cambridge.
(*Proceed. Roy. Soc. Vol. XXII, p. 46.*)

Nach Poisson's Theorie der inneren Reibung von Flüssigkeiten¹⁾ verhält sich eine zähe Flüssigkeit, wie es ein elastisches Solidum thun würde, wenn es periodisch für einen Augenblick liqueficirt und wiederum solidificirt würde, so daß sie bei jedem frischen Ruck (*Start*) für den Augenblick gleich wäre einem elastischen Solidum ohne Dehnung (*strain*). Bei gewissen durchsichtigen Körpern kann dieser Spannungszustand mittelst ihrer Wirkung auf polarisirtes Licht untersucht werden. Diese Wirkung wurde von Brewster untersucht und von Fresnel als ein Fall von Doppelbrechung nachgewiesen.

Im Jahre 1866 machte ich einige Versuche, um zu ermitteln, ob dieser Spannungszustand in einer bewegten zähen Flüssigkeit durch ihre Wirkung auf polarisirtes Licht zu entdecken sey. Innerhalb einer Büchse konnte ein solider Cylinder in Rotation versetzt werden. Die zu

1) *Journ. de l'école polytechn. 1829, T. XIII cah. XX.*

untersuchende Flüssigkeit wurde in den ringförmigen Raum zwischen Cylinder und Büchse gebracht. Parallel zur Axe wurde polarisirtes Licht durch die Flüssigkeit geleitet und alsdann der Cylinder in Rotation versetzt. Mit Gummilösung oder Zuckersyrup konnte ich kein Resultat erhalten, obwohl ich eine Wirkung des polarisirten Lichtes beobachtete, wenn ich einen Canadabalsam, der in einer Flasche sehr dick, fast solid geworden, comprimirte.

Es ist jedoch auch leicht die Wirkung bei einem Canadabalsam zu beobachten, der so flüssig ist, daß er sehr leicht die gestörte Niveaufläche wieder annimmt. Man bringe solchen Canadabalsam in eine weitmündige quadratische Flasche, leite Licht, welches vertical polarisirt ist, durch die Flüssigkeit, beobachte es durch einen Nicol und drehe diesen so, daß man Dunkelheit hat. Steckt man nun, in einer durch das Auge gehenden Verticalebene, einen Spatel in den Balsam, und bewegt ihn darin auf und ab, so erscheint Licht an beiden Seiten des Spatels, und zwar so lange als derselbe bewegt wird. So wie die Bewegung aufhört, verschwindet das Licht und zwar so schnell, daß ich bisher nicht im Stande war, das vom Licht angezeigte Verhältniß der Abspannung (*relaxation*) zu dem Dehnungszustand (*state of strain*) zu bestimmen.

Wenn die Bewegung des Spatels in seiner eigenen Ebene, statt in der Polarisationsebene zu geschehen, 45° gegen dieselbe geneigt ist, so wird keine Wirkung beobachtet, zum Beweise, daß die Axen der Spannung 45° gegen die Ebene des Schneidens (*shearing*) neigen, wie es die Theorie angiebt.

Es ist mir nicht bekannt, daß diese Methode, den Spannungszustand einer zähen Flüssigkeit sichtbar zu machen, schon angewandt sey; allein er scheint geeignet zu seyn; uns wichtige Aufschlüsse über die Natur der Zähigkeit in verschiedenen Substanzen zu geben.

Die durchsichtigen starren Körper haben eine bedeutend verschiedene Wirkung auf das polarisirte Licht. Schneidet

man aus ungekühltem Glase ein kleines Stück an einer Stelle, wo die Spannung (*strain*) gleichförmig ist, so verschwindet die Wirkung auf das polarisirte Licht, sobald das Glas befreit wird von der Spannung (*stress*), welche die ungleiche Contraction der umgebenden Theilchen veranlasst hat.

Schneidet man aber aus einer Platte von Gallerte, die man unter longitudinaler Spannung hat trocknen lassen, ein kleines Stück, so zeigt es dieselbe Wirkung auf das Licht wie zuvor, zum Beweise, daß ein Spannungszustand ohne Wirkung des Zuges (*stress*) existiren kann. Eine Guttapercha-Haut, welche in *einer* Richtung gestreckt worden ist, hat eine ähnliche Wirkung auf das Licht. Wenn aus einer solchen gedehnten Haut ein kreisrundes Stück ausgeschnitten und erwärmt wird, so zieht es sich in der Richtung, in welcher es gedehnt worden ist, zusammen.

Der Körper der Meernessel hat das Ansehen einer durchsichtigen Gallerte; und ich glaubte einstens, daß die freiwilligen Contractionen des lebenden Thiers mittelst Durchleitung von polarisirtem Licht durch dasselbe sichtbar gemacht werden könnten. Allein ich fand, daß selbst ein bedeutender Druck auf die eine Seite der Meeresnessel keine Wirkung auf das polarisirte Licht hervorbrachte, und so fand ich, was ich hätte durch Zerschneidung lernen können, daß die Meernessel keine wahre Gallerte ist, sondern aus Zellen, gefüllt mit Flüssigkeit, besteht.

Andererseits hat die Krystalllinse des Auges, wie Brewster gezeigt hat, eine starke Wirkung auf das polarisirte Licht, sobald sie gedehnt wird entweder durch äußeren Druck oder durch die ungleiche Contraction ihrer Theile beim Trocknen.

Diese Beispiele von Anwendung des polarisirten Lichtes auf das Studium der Structur starrer Körper habe ich aufgezählt als Winke für die Anwendung derselben Methode auf Flüssigkeiten, um zu ermitteln, ob eine gegebene Flüssigkeit von einem starren Körper dadurch abweicht,

dafs sie eine sehr kleine *Steifigkeit* (*rigidity*) oder eine kleine *Abspannungszeit* (*time of relaxation*) oder beides hat.¹⁾ Diejenige, welche, wie Canadabalsam, stark auf polarisirtes Licht wirken, haben wahrscheinlich eine kleine Steifigkeit, aber eine merkliche Abspannungszeit; diejenigen, welche diese Wirkung nicht zeigen, sind wahrscheinlich rigider, und verdanken ihre Fluidität der Kleinheit ihrer Abspannungszeit.

XIV. *Ueber kosmischen Staub, der mit atmosphärischen Niederschlägen auf die Erdoberfläche herabfällt; von A. E. Nordenskiöld.*

In den ersten Tagen des December 1871 trat in der Gegend von Stockholm ein ausserordentlich reicher Schneefall ein, desgleichen seit Menschen-Gedenken kaum stattgefunden hatte. Mehre Personen, eingeschneiet in der unmittelbaren Nähe der Hauptstadt, kamen um, Straßen wurden gesperrt, Hausdächer in eine dicke Schneedecke eingehüllt. Dieser Schneefall brachte mich auf den Gedanken zu untersuchen, ob nicht der scheinbar reine Schnee einige feste Partikeln enthalte, und ich liefs zu diesem Zwecke unter Beobachtung der nöthigen Vorsichtsmafsregeln auf einem gröfseren Stücke Leinwand ungefähr 1 Kubikmeter von dem Schnee, welcher an den letzten Tagen der Dauer des Schneefalles herabfiel, aufsammeln und darauf einschmelzen. Offenbar mufste die Luft damals durch den Niederschlag der vorhergehenden Tage von allem Staube gereinigt seyn. Daher erwartete ich von dem Versuche kein anderes Resultat, als dafs der

- 1) Die *Abspannungszeit* einer in gegebener Weise gedehnten Substanz ist die Zeit, welche zur vollständigen Abspannung aus der Dehnung erfordert wird, vorausgesetzt, dafs der Gang der Abspannung derselbe bleibe wie zu Anfange dieser Zeit.

herabgefallene Schnee vollkommen rein wäre. Wider Vermuthen aber erhielt ich bei dem Einschmelzen des Schnees einen geringen Rückstand von:

Einem schwarzen Kohlenpulver, welches bei Erhitzung im Kolben flüssige Destillationsproducte, bei Verbrennung reichliche rothbraune Asche ergab, und welches ausserdem mit dem Magnet ausziehbare Partikel enthielt, die beim Reiben in einem Mörser von Achat sich deutlich als von metallischer Natur erwiesen und bei der Auflösung in Säuren mit gewöhnlichen Reagentien die Reactionen des Eisens ergaben.

Der Vorrath an Material war zu ferneren Untersuchungen allzu gering, und überdies lag die Erklärung der Entstehung dieses Staubes nahe, nämlich dafs die Kohle von den Tausenden der Schornsteine Stockholms und das metallische Eisen von den eisernen Dächern der Stadt herrührte, obgleich diese, wie erwähnt, eben damals in eine dicke Schneedecke eingehüllt waren. Auf jeden Fall aber gab es hier eine Andeutung zu einer Thatsache von allzu grofser Wichtigkeit, als dafs die Frage, nachdem sie einmal angeregt worden war, unentschieden gelassen werden konnte, und ich beschlofs daher, eine gleichartige Untersuchung in einer Gegend bewerkstelligt zu erhalten, die so weit wie möglich von grofsen Städten und Fabrik-örtern entfernt war.

Zu diesem Zwecke wandte ich mich an meinen Bruder, den Dr. Karl Nordenskiöld, der damals in dem Forstinstitute bei Evoia in Finnland wohnte, belegen im Norden von Helsingfors, in der Mitte eines bedeutenden Forstes, mit der Bitte, er möchte in dieser günstig belegenen Gegend die in Frage stehende Untersuchung wiederholen.

Betreff des Schneesmelzungsversuches, der auf diese Art angeestellt wurde, theilt er Folgendes mit:

„März 13, 1872. Da ich neulich meiner Heimath einen Besuch machte, hatte ich Gelegenheit, die vorgeblagene Schneesmelzung, wenn auch nur in kleinem Maafsstabe auszuführen. In einen hölzernen Rahmen wurde

ein grobes Laken ausgespannt und zur Aufnahme des Schnees ein sehr feines Laken darüber gebreitet. Damit sich von dem unbewohnten Zimmer, in welchem das Schneeschmelzen geschah, kein Staub auf dem Schnee ablagern möchte, verwendete ich die eine Hälfte des Lakens zur Bedeckung des schmelzenden Schnees. Diese vielleicht etwas unnöthige Vorsichtsmaafsregel machte, dafs das Schneeschmelzen äufserst langsam geschah, obgleich ich die Zimmerwärme bis auf ungefähr 28° C. gebracht hatte. Der Schnee wurde mit einer hölzernen Schaufel aufgenommen und in einen grofsen hölzernen Korb eingetragen. Die Stelle auf dem Eise des Rautajerwi, von welcher der Schnee geholt wurde, liegt zwar nicht weit entfernt von meiner Wohnung, ist jedoch von derselben sowie auch von andern Gebäuden abgeschieden durch einen dichten jungen Wald von mittleren Jahren. Als der Schnee in das Laken gelegt wurde, war er dem Ansehen nach vollkommen rein, so dafs ich keineswegs einen Rückstand nach seinem Schmelzen zu erhalten erwartete; aber zu meiner grofsen Verwunderung zeigte sich, nachdem ein Theil geschmolzen war, an den Kanten und Ecken der Schneeklumpen ein schwarzer Anflug. Dieser rührte von einem schwarzen Pulver her, welches von dem Laken mittelst einer Feder aufgesammelt wurde; aber infolge seines feinvertheilten Zustandes war doch ein Theil so in das Gewebe des Lakens eingedrungen, dafs ich ihn nicht in Verwahr nehmen konnte.“

Das in Verwahr genommene Pulver wurde zur Untersuchung mir zugeschickt. Aufser Fibern von dem Laken und Stücken von der Fahne der zur Abtrennung des Pulvers von den Laken angewendeten Feder bestand es in einem rußartigen Stoff, in welchem man unter dem Mikroskop nicht nur eine kohlenähnliche, schwarze, beinahe verfilzte Masse, sondern auch weifse oder weifsllich gelbe Körner unterscheiden, und aus welcher man *mit dem Magnete schwarze Körner ausziehen konnte, die beim Reiben in einem Mörser von Achat sich als metallisches Eisen rwiesen.*

Gleichartige Körner von metallischem Eisen wurden auch von der Oberfläche des Schnees auf einer von Wald umgebenen Ebene in der Nähe von Stockholm eingesandt.

Gleichwohl war die Quantität von metallischem Eisen, die ich bei den oben angeführten drei Schmelzungsversuchen erhielt, allzu gering, um eine zuverlässige Probe abzugeben von den Metallen, Nickel und Kobalt, die stets das Eisen meteorischen Ursprunges zu begleiten pflegen und dagegen in dem bei unseren Werkstätten dargestellten Eisen fehlen. Außerdem liefs sich gegen die Versuche immer noch einwenden, dafs sie ausgeführt worden waren in Gegenden, die mechanischen Werkstätten, Eisenbahnen und andern industriellen Anlagen allzu nahe liegen, um mit völliger Sicherheit behaupten zu können, dafs die Kohle nicht von den Feuerstätten derselben und das Eisen nicht von Abfall der unerhörten Eisenmassen herrühre, welche alljährlich von der Industrie und dem Ackerbau verbraucht werden. Ich beschlofs daher, während der Polarexpedition die i. J. 1872 gegen Norden abgehen sollte, in der Absicht irgendwo an der Nordküste von Spitzbergen zu überwintern, und die also die von menschlichen Wohnungen entferntesten Gegenden des Erdballes besuchen sollte, welche sich erreichen lassen, die Versuche zu wiederholen.

Die Gelegenheit dazu bot sich schon dar beim Anfange der Expedition bei den vielen vergeblichen Versuchen, welche gemacht wurden, um von den Norsköer (Norweger Inseln) an der nordwestlichen Ecke von Spitzbergen an die zum Ueberwinterungsplatze ausersehene Stelle, die Parry-Insel, vorzudringen, welche wir aber infolge der Eismassen, welche an der nördlichen Küste von Spitzbergen aufgehäuft lagen, im Herbst 1872 nicht zu erreichen im Stande waren. Unter den ersten Versuchen, durch die dicht gehäuften Treibeismassen bis zur Parry-Insel vorzudringen, wurde am 8. August das Fahrzeug ganz in der Nähe von 80° N. B. und 13° O. S. Greenw. auf einige Stunden in der Mitte gröfserer, ganz gewifs von einem bei Weiten höheren Breitengrade herabgetriebener

Treibeisfelder verteunt. Bei der Untersuchung des Schneelagers, mit welchem das Treibeisfeld bedeckt war, fand ich dasselbe dicht bestreut mit kleinen schwarzen Partikeln, die theils auf der Oberfläche des Schnees ausgebreitet, theils in ein einige Zoll tiefer belegenes, in eine körnige Eismasse verwandeltes Schneelager eingesprengt waren, oder auf dem Boden kleiner, vertikaler, cylindrischer Löcher lagen, mit welchen die Oberfläche des Schnees überall versehen war. Beim Einsammeln war dieser Staub beinahe schwarz, wurde aber grau, als er trocknete. *Er enthielt reichlich magnetische Partikel, welche, gerieben in einem Mörser von Achat, graue Metallblättchen gaben, die aus Kupfervitriol metallisches Kupfer absonderten.*

Eine gleiche Untersuchung wurde am 2. September wiederholt, da wir, ebenfalls von Eis gehindert, gezwungen waren, das Fahrzeug unter 80° N. B. und 15° O. L. Gr. zu verteunen. Die Oberfläche des Eisfeldes bestand jetzt zu oberst aus einer 50 Mm. dicken Lage von losem, neugefallenem Schnee; darauf kam eine 8 Mm. dicke Lage von verhärtetem altem Schnee, darauf eine 30 Mm. dicke Lage von in eine krystallinische körnige Masse verwandeltem Schnee. Diese letzte Lage war voll von kleinen schwarzen Körnern, welche beim Trocknen grau wurden und *zahlreiche mit dem Magnete ausziehbare Partikel enthielten, die gleich den eben beschriebenen, in einem Mörser von Achat zerrieben, graue Metall-Blättchen gaben, welche aus Kupfervitriol metallisches Kupfer absonderten.* Die Menge der an diesen Stellen dem Schnee eingemengten magnetischen Partikeln möchte ich auf 0,1 bis 1 Milligramm pro Quadratmeter *abschätzen.*

Ich hatte hier Gelegenheit, von dem fraglichen Stoff so viel einzusammeln, daß ich nach der Rückkehr mit einigen wenigen Milligramm von demselben folgende qualitative Proben anzustellen im Stande war: Der Stoff wurde mit Salzsäure behandelt, wobei ein Theil unaufgelöst verblieb. Das Gelöste wurde vollkommen oxydirt mit

rauchender Salpetersäure und mit Ammoniak in Ueberschuß versetzt, wobei Eisenoxydhydrat u. a. niederfiel. Das Filtrat wurde mit einem Tropfen Schwefelstoff-Schwefelammonium versetzt, wodurch die Flüssigkeit eine braune Farbe annahm. Nach 24 Stunden hatte sich ein geringer schwarzer Niederschlag abgesetzt, welcher vor dem Löthrohr mit Borax *ein schönes smalteblaues Glas* gab. Als der Ammoniakniederschlag wieder aufgelöst und mit Molybdänflüssigkeit versetzt wurde, erhielt man eine deutliche Reaction von Phosphorsäure.

Der Stoff enthielt also, ausser metallischem Eisen, Phosphor, Kobalt und wahrscheinlich auch Nickel. Was nicht in Säuren aufgelöst wurde, bestand aus feinem, kantigem, ungefärbtem Grus, unter welchem sich auch einige Fragmente von Diatomaceen unterscheiden ließen.

Dieser auf dem Polareise im Norden von Spitzbergen eingesammelte Staub hatte viele Aehnlichkeit mit dem merkwürdigen Staube (Kryokonit), den ich im Jahre 1870 in nicht unbedeutenden Quantitäten sehr gleichmäÙig auf dem Binneneise (Inlandis) Grönlands ausgebreitet fand, sowohl an dem Saume desselben, als auch in einer Entfernung von 30 englischen Meilen von der Küste und in einer Höhe von ungefähr 700 Meter über dem Meere¹⁾. Wahrscheinlich hat dieser Staub von beiden Orten, wenigstens was die zu demselben gehörenden metallischen Partikel betrifft, einen gemeinschaftlichen Ursprung, und es dürfte daher an seinem Orte seyn, hier nebst einen Bericht über die bewerkstelligten neuen Untersuchungen in der Kürze zu wiederholen, was ich zuvor über das Vorkommen des Kryokonits u. a. erwähnt habe.

Der Kryokonit kommt hauptsächlich vor auf dem Boden von oben offenen, vertikalen mit Wasser gefüllten, öchern auf *der Oberfläche des Eises* sowohl in den entlegensten von uns besuchten Gegenden des Binneneises,

¹⁾ *Redsgörelse för en Expedition till Grönland. Öfversigt af Vetenskaps-Akademiens Förhandlingar* 1870, No. 10. Geolog. Magaz. IX, 1872. S. 305, 306 und 355—361.

als auch am Rande desselben und bildet eine ein oder mehrere Millimeter dicke Lage von einem grauen Pulver, oft zusammengeballt zu kleinen runden Bällen mit losem Zusammenhange. Bedeutende Quantitäten dieses grauen Pulvers werden oft in die Ströme herabgespült, welche die Oberfläche der Gletscher in allen Richtungen durchkreuzen. Der azurblaue Eisboden derselben wird dann von einem losen Grus bedeckt, welcher von keinen angrenzenden Berghöhen herabgespült seyn kann, indem das Terrain an dem Orte, wo es mir und dem Dr. Berggren gelang, weiter als irgend jemand vor uns in der grönländischen Eiswüste vorzudringen, aus einem gegen Osten langsam emporsteigenden undulirten Eisplateau besteht, auf dessen niedrigen aber ausgedehnten Eishügeln diese Gletscherströme entspringen. Gewöhnlich fließen die Ströme hinab in Seen ohne sichtbaren Abfluß, belegen auf dem Grunde ausgedehnter, schalenförmiger Vertiefungen zwischen den Eishügeln. Hier erheben sich kleine Bergspitzen von der Oberfläche des Gletschers, und man kann auf demselben auch nicht die geringste Spur von Steinen oder Felsenblöcken entdecken. Der Fundort selbst, oben offene Höhlungen auf der Oberfläche des Gletschers, schließt auch jeden Gedanken aus, daß der Grus von unterliegenden Erdschichten aufgeschoben worden sey.

Daß das graue Pulver eine nicht unbedeutende Menge von organischen Stoffen enthielt, konnte man schon bei der Wanderung auf dem Gletscher unter anderm daraus ersehen, daß eine 2 bis 3 Kubikmeter große Sammlung des fraglichen Stoffes, die sich in dem Bette eines bei unserm Besuche ausgetrockneten Gletscherstromes angehäuft hatte, trotz der niedrigen Temperatur auf dem Eise in einen so starken Gährungs- oder Fäulniß-Process gerathen war, daß sie schon in der Ferne einen äußerst widrigen Geruch, einigermassen dem Geruch von Buttersäure ähnlich, von sich gab. Die Anwesenheit eines in Wasser unauflöslichen organischen Stoffes gab sich übrigens dadurch zu erkennen, daß der graue Grus bei einer Befeuchtung mit Wasser

sich so verhält, wie wäre er mit Fett überzogen. Es scheint für die mikroskopische Algen, welche von Dr. Berggren hier angetroffen wurden und näher beschrieben und abgebildet sind in „Algen von dem Binneneise Grönlands von Dr. Berggren“ in *Oefversigt af Vetenskaps Akademiens Förhandlingar*, 1871 S. 293, eine Lebensbedingung, keineswegs aber ein Product derselben zu seyn.

Unter dem Mikroskop zeigt es sich, daß die Hauptmasse des Pulvers aus farbenlosen, krystallinischen, kantigen, durchsichtigen Körnern besteht, unter denen man einige wenige gelbe, weniger durchsichtige Stücke bemerken kann, dem Anscheine nach mit deutlichen Spaltungsflächen (Feldspath?), grünen Krystall-Fragmenten (Augit?) und schwarzen undurchsichtigen Partikeln, die von dem Magnete angezogen werden. Die Menge dieser fremden Bestandtheile ist gleichwohl so unbedeutend, daß man, falls alle weißen Körner einem und demselben Mineral angehören, aus der nachstehenden Analyse des Staubes im Ganzen mit großer Wahrscheinlichkeit die Formel seiner Hauptbestandtheile berechnen kann. Spuren von kohlen-saurem Kalk enthält das Pulver *nicht*.

Nach der von G. Lindström bewerkstelligten Analyse besteht der Kryokonit aus:

Kieselsäure	62,25
Thonerde	14,93
Eisenoxyd	0,74
Eisenoxydul	4,64
Manganoxydul	0,07
Kalkerde	5,09
Talkerde	3,00
Kali	2,02
Natron	4,01
Phosphorsäure	0,11
Chlor	0,06
Wasser, organischer Substanz (100°-Glühung)	2,86
Hygroskopischem Wasser (15° — 100°)	0,34
	<hr/> 100,12

Die Analyse entspricht dem Atomverhältniß

$R_2 + \ddot{A}l^2 + 7 \ddot{S}i + (\ddot{H})$ oder der Formel

$2 R \ddot{S}i + \ddot{A}l \ddot{S}i^3 + (\ddot{H})$

Das spec. Gewicht = 2,63 (21°). Die Härte, zu urtheilen nach dem Reiben in dem Mörser von Achat, nicht sehr groß. Die Krystallform monoklinisch.

Der Ursprung des Kryokonits scheint mir höchst räthselhaft zu seyn. Dafs er nicht Grus von der Gneifsregion an der Küste ist, zeigt 1., die geringe Härte des Staubes, welche die Abwesenheit des Quarzes beweist, 2., der bedeutende Natrongehalt des Stoffs, 3., der Mangel an Glimmer, der von den Bestandtheilen des Gneißes oder Granites, am leichtesten von dem Winde transportirt wird. Eben so unmöglich ist die Annahme, dafs der Staub von der Besaltregion Grönlands herrühren sollte; — hierzu ist der Eisengehalt des Stoffes allzu gering, sein Kieselgehalt allzu groß. Es bleibt also keine andere Annahme übrig, als dafs dieses Sandmineral von Island, Jan Mayen oder von unbekannten vulkanischen Gegenden im Innern Grönlands herrührt¹⁾, oder dafs es kosmischen Ursprunges ist.

Dafs wenigstens einer der Bestandtheile des Kryokonits kosmischen Ursprunges ist, geht daraus hervor, dafs ich, nachdem ich mit einem zur Sicherheit mit einer papiernen Hülse umgebenen Magnete eine gröfsere Menge der magnetischen Bestandtheile des Staubes herausgezogen

- 1) Diese Vermuthung wird bestätigt durch die völlige Gleichheit, welche dieser Staub unter dem Mikroskop mit vulkanischer Asche von dem Ausbruche des Vesuv i. J. 1822 zeigt, sowie mit einer in der Sammlung des ehemaligen Bergscollegium verwahrten Asche, welche nach der alten Etikette auf Barbados herabgefallen ist, und von welcher man annahm, dafs sie von St. Vincent herrührte. Der einzige merkliche Unterschied war, dafs die Farbe der vulkanischen Asche ins Rothbraune spielte, die des Kryokonits dagegen grau war. In der Asche des Vesuvs von 1822 konnte ich keine mit dem Magnete anziehbare Partikel entdecken, wogegen der Staub, welcher auf Barbados herabgefallen ist, eine nicht unbedeutende Menge von magnetischen Körnern enthielt, welche gleichwohl weder metallische Partikel noch Kobalt und Nickel enthielten.

hatte, beim Reiben in einem Mörser von Achat fand, daß dieser graue Metallpartikel enthält, welche aus Kupfervitriol metallisches Kupfer absonderten, und daß er bei sorgfältiger Prüfung einer größeren Menge Materials völlig sichere Reactionen von Kobalt (nach der Entfernung des Eisens, eine smaltgefärbte Perle mit Borax, gelben Niederschlag mit salpetersaurem Kali) und Kupfer und eine so starke Andeutung von Nickel gab, wie man in Betracht der weniger scharfen Reagentien, die man für diesen Stoff hat, nicht erwarten konnte.¹⁾ Es dürfte außerdem Erwähnung verdienen, daß man aus dem Kryokonit von dem Binnensee Grönlands mit Ammoniak einen humusartigen organischen Stoff herausziehen konnte, welcher durch die hochbraune Farbe, welche er dem Lösungsmittel mittheilte, und durch die Widerstandskraft, welche er den schärfst oxydierenden Flüssigkeiten z. B. der rauchenden Salpetersäure, entgegensetzte, eine große Aehnlichkeit mit dem organischen Stoffe zeigte, welcher bei der Auflösung des Oxfakeisens in Säuren unaufgelöst bleibt. Aether zieht auch aus dem Kryokonit eine geringe Menge eines bei gewöhnlicher Temperatur halbgeschmolzenen, übel riechenden Stoffes, der in Wasser unauflösbar, in Aether und Ammoniak aber auflösbar ist.

Endlich mag hier noch angeführt werden, daß ich im letzten Herbst beim Schmelzen von etwa 500 Gr. Hagel, gesammelt bei einem gelinden Hagelschauer auf dem Hofe der Akademie in Stockholm, gefunden habe, daß dieselben kleine schwarze Körner enthielten, welche beim Reiben in einem Mörser von Achat graue Metall-Blättchen gaben, die aus Kupfervitriol metallisches Kupfer absonderten. Da der Hof der Akademie von hohen mit eisernen Dächern versehenen Gebäuden umgeben ist, so giebt es eine Möglichkeit, daß der Eisengehalt der Hagelkörner von diesen Dächern herrührte, und ich führe nur diesen Versuch an, um eine erneute Untersuchung unter günstigeren Umständen

1) Die geringe Quantität Material, welche zu Lindström's Analyse verwendet wurde, gestattete nicht die Entdeckung dieser Stoffe.

den zu veranlassen. Auch hier sprechen gleichwohl die abgerundete Form und die weiße Farbe der fraglichen Körner dafür, daß sie nicht von den rothbraunen Platten der Dächer herkommen.

Durch die obige Untersuchung glaube ich bewiesen zu haben, daß geringe Quantitäten von einem kosmischen Staube, enthaltend metallisches Eisen, Kobalt, Nickel, Phosphorsäure und einem kohlenähnlichen organischen Stoff, mit atmosphärischen Niederschlägen auf die Erdoberfläche fallen. So gering und unbedeutend die Menge dieses Stoffes in Verhältniß zu dem gleichzeitig herabfallenden Schnee oder Wasser auch immerhin seyn mag, so dürfte er dennoch in dem Haushalte der Natur eine wichtige Rolle spielen, z. B. um mit seinem Phosphorgehalt der von wiederholten Ernten ausgesogenen Erde ihre Fruchtbarkeit wieder zu geben. Von großer Wichtigkeit dürfte diese Beobachtung auch für die Theorie der Sternschnuppen, des Nordlichts, des Sonnenrauchs u. s. w. seyn. Es dürfte auch verdienen untersucht zu werden, ob man nicht in einem solchen Phänomene die Erklärung des in den Meteoriten häufigen Auftretens der so reichlich vorkommenden Magnesia in gewissen, bestimmten geologischen Horizonten suchen müsse, und ob nicht eine zwar geringe, aber doch unaufhörlich stattfindende Vergrößerung der Masse der Erde sehr wesentliche Abänderungen bewirken müsse in den jetzt geltenden geologischen Theorien, welche von der Annahme ausgehen, daß schon seit dem ersten Auftreten der Pflanzen und Thiere der Erdball in quantitativer Hinsicht so ziemlich unverändert geblieben sey, daß die geologischen Veränderungen immer auf einer Veränderung in der Vertheilung der Masse auf der Erdoberfläche, niemals aber auf Hinzukommen von neuem Baumaterial von Außen auf unseren Erdball beruht haben.

Wenn man vorurtheilsfrei die Berichte prüft, welche über Ruß-, Blut-, Schwefel- usw. Regen geschrieben sind, so glaube ich, daß man auch die Richtigkeit der Ansicht Chladni's anerkennen muß, daß diese Naturphänomene

oft auf dem Herabfallen einer größeren Menge eines kosmischen Staubes beruhten, der oft gleich gewesen ist dem von mir beschriebenen, bei Hesse gefundenen, d. h. bestehend *als unverbrannt* aus einem schwarzen kohlenhaltigen Stoffe, gemischt mit Meteorgrus und metallischen Partikeln, aber *nach der Verbrennung in der Luft vor dem Herabfallen* ein braunrothes von Eisenoxyd gefärbtes Pulver bildend. In früheren Tagen gaben diese „Wahrzeichen“ Anlaß zu Aberglauben, dessen Hinwegräumung eine Pflicht der Wissenschaft war. Dieser Pflicht ist auch Genüge geleistet worden; aber man könnte vielleicht erwarten, daß die Forscher des neunzehnten Jahrhunderts sich nicht damit begnügt haben würden, ohne nicht nur mikroskopische, sondern auch chemische Detail-Untersuchungen des auf diese Weise herabgefallenen Staubes anzustellen. Dieses ist gleichwohl nicht der Fall, und dennoch zeigt eine Menge von Beobachtungen, daß man es hier keineswegs immer mit einem von dem Winde herbeigeführten irdischen Staube oder mit einem Stoff von organischem Ursprunge, sondern vielmehr sehr oft mit kosmischen Stoffen von äußerst wechselnder Zusammensetzung zu thun hatte. Als Beispiele will ich nur an die Untersuchung erinnern, welche Sementini¹⁾ mit dem i. J. 1813 in Calabrien herabgefallenen Staube anstellte, durch welche die Anwesenheit von Chrom erwiesen wurde, eine — wenn man nach dem Gange der Analyse urtheilt — völlig richtige Angabe, welche gleichwohl späterhin oft ungehörig beurtheilt worden ist. Meyer's und van Stoop's Untersuchung des vom Kobalt roth gefärbten Wassers, welches i. J. 1819 bei Blankenberge bei Flandern herabfiel²⁾; und meine eigene Untersuchung des Kohlenstaubes, welcher i. J. 1869 mit einem Meteorsteinen bei Hesse herabfiel, beweisen es³⁾.

) *Atti della Reale Accademia delle Scienze, T. I, classe di fisica et di storia naturale; p. 285. Napoli 1819.*

2) Gilbert's Ann. LXIII 230, LXIV 335. Die chemische Untersuchung Meyer's und van Stoop's zeigt deutlich, daß das fragliche Regenwasser wirklich durch Kobaltchlorid gefärbt war.

3) *Svenska Vetenskaps Akademiens Handlingar, Bd. VIII No. 9, 1870.*

**XV. Noch einmal meine Bedenken gegen die
Zöllner'sche Erklärung der Sonnenflecke und
Protuberanzen; von Th. Reye.**

Von meinen sieben Bedenken ¹⁾ bespricht Hr. Zöllner in seiner „Erwiderung“ ²⁾ nur die beiden ersten und das letzte; das erste und das siebente erkennt er an, das zweite bekämpft er.

In meinem siebenten Bedenken bestritt ich die Zulässigkeit der einen jener Prämissen, aus denen Herr Zöllner seine Formel:

$$\xi = \frac{A - B \sin \varphi}{\cos \varphi}$$

für die angulare Rotations-Geschwindigkeit der Sonnenflecke ableitet. Hr. Zöllner vertheidigt diese Praemisse nicht, erklärt vielmehr, „daß auch die anderen Annahmen, welche der Formel zu Grunde liegen, nicht als ein genauer Ausdruck der Wirklichkeit betrachtet werden dürfen.“ Ich kann ihm hierin nur beistimmen, halte aber seinen Versuch (a. a. O. S. 448), gerade diesen bedenklichen Umstand für eine anderweitige theoretische Begründung seiner Formel zu verwerthen, für einen vergeblichen. — Die beiden Constanten *A* und *B* seiner Formel hat Herr Zöllner nach der Methode der kleinsten Quadrate aus den Beobachtungsreihen Carrington's und Spörer's berechnet; es ist deshalb nicht so sehr wunderbar, daß die Formel „den Werth einer empirischen hat“, obgleich sie aus unzulässigen Praemissen abgeleitet ist.

Hr. Zöllner giebt ohne weiteres, wie schon früher, auch mein erstes Bedenken zu: „daß sein einziger Einwand gegen die wolkenartige Beschaffenheit der Sonnenflecke auf einen Rechenfehler beruht“. Uebrigens erkenne ich gerne an, daß dasselbe weniger gegen die Zöllner'schen Ansichten über die physische Beschaffenheit der Sonne gerichtet ist, als vielmehr gegen das einfache und bequeme

1) Diese Ann. Bd. CXLIX, 408 ff.

2) Diese Ann. Bd. CL, 426 ff.

Verfahren, mit welchem Hr. Zöllner die 260 Jahre alte und lange Zeit herrschende Hypothese Galilei's bei Seite schiebt, um seine Schlackentheorie an ihre Stelle zu setzen. Er selbst wird schwerlich geneigt seyn, diesem Einwande noch jetzt eine wirkliche Bedeutung beizulegen.

Von meinen sieben Bedenken bekämpft Hr. Zöllner in seiner „Erwiderung“ einzig und allein das zweite¹⁾ und zwar, wie ich nicht anders erwartete, indem er meine eigenen Ansichten über die Entstehung der Protuberanzen und Sonnenflecke angreift. Vor Allem wird mir vorgeworfen, ich habe „fälschlich“ Hrn. Lockyer die Beobachtung einer Protuberanz *mitten auf der Sonnenscheibe* zugeschrieben, in welcher das glühende Wasserstoffgas mit *nach oben hin* wachsender Geschwindigkeit emporstieg. Da mir die betreffenden Originalarbeiten Lockyer's weder in Aachen noch bis Kurzem hier in Straßburg zugänglich waren, so mußte ich mich allerdings bezüglich jener Beobachtung, auf Schellen's Spectral-Analyse, 2. Aufl. p. 435 verlassen. Dort aber, am Anfange des auch von Hrn. Zöllner citirten Absatzes, in welchem auseinander gesetzt wird, daß die höheren Gastheile der Protuberanz sich mit größerer Geschwindigkeit dem Beobachter näherten als die unter ihnen befindlichen, heißt es wörtlich:

„Die Figur 160 zeigt drei verschiedene Bilder derselben grünblauen F-Linie einer Protuberanz, welche Lockyer am 12. Mai 1869 gleichzeitig mit der dunklen F-Linie im abgeschwächten Spectrum der Sonne in der Nähe ihres Mittelpunktes beobachtete.“

Nach den Regeln der Grammatik kann das Wort „Mittelpunkt“ in diesem Satze sich nur auf die Sonne beziehen, bedeutet also die „Mitte der Sonnenscheibe“; daß hier von der Mitte einer am *Sonnenrande* sichtbaren

) Ich darf davon absehen, daß Hr. Zöllner noch eine in meinem sechsten Bedenken enthaltene Bemerkung bekämpft; denn auf die eigentliche Begründung dieses Bedenkens geht er dabei nicht ein. Uebrigens halte ich trotz seiner Einrede die Richtigkeit auch dieser Bemerkung aufrecht.

Protuberanz die Rede sey, kann auch deshalb unmöglich angenommen werden, weil bei einer solchen höchstens von einer *Mittellinie*, nicht aber von einem *Mittelpunkte* geredet werden kann. In dieser durch Logik und Grammatik geforderten Deutung jenes Satzes ¹⁾ wird man bestärkt durch den Umstand, daß Hr. Schellen drei Seiten früher auseinandersetzt, wie auf der Sonnenscheibe selbst aufsteigende Gasausbrüche beobachtet und ihre Geschwindigkeiten gemessen werden können („eine Geschwindigkeit von vier bis fünf geogr. Meilen ist sehr gewöhnlich“). Dennoch hat Hr. Zöllner sachlich Recht: die Protuberanz befand sich am Sonnenrande, Hr. Schellen schreibt es mir. Wenn aber Hr. Zöllner, angesichts des obigen Satzes, gegen *mich* das Wort „fälschlich“ niederschreibt, so bürdet er wissentlich mir das Versehen eines Dritten auf, und ich sehe zu meinem Bedauern, daß ich ihn früher mit Unrecht einen „tugendhaften“ Kritiker genannt habe.

Hr. Zöllner ist in einem starken Irrthume befangen, wenn er *zweitens* behauptet, „daß auch für meine Erklärung der Sonnenflecke und (gewisser) Protuberanzen durch den Auftrieb stark erhitzter Gase eine feurig-flüssige oder feste Oberflächenschicht schlechterdings unentbehrlich ist“. Wenn Diejenigen Recht haben, welche die ganze Sonne wegen ihrer hohen Temperatur und ihres geringen specifischen Gewichtes ($= 1,46$) für gasförmig halten, so giebt es in dieser ungeheuren, nach außen hin sich abkühlenden Gaskugel ohne allen Zweifel durch Auftrieb entstehende, verticale Luftströme, so gut wie in unserer relativ kleinen Erdatmosphäre. Die Zöllner'schen Citate aus meinem Buche über „die Wirbelstürme“, in welchen von irdischen verticalen Luftströmen und von dem Einfluß sonniger Plätze, dürerer Steppen, öder Wüsten usw. auf dieselben die Rede ist, können keinesfalls das Gegentheil beweisen, und be-

1) Die damit im Widerspruch stehende Fig. 160 hielt ich für eine rein schematische, für eine Art Seitenansicht der auf die Sonnenscheibe sich projecirenden Protuberanz.

weisen in der That nicht das Geringste für Hr. Zöllner's Behauptung.

Da wir von dem Aggregat-Zustande der Sonne Nichts wissen, so läßt sich die Möglichkeit, daß die ganze Sonne gasförmig sey, nicht bestreiten. In diesem Falle aber *können* die eruptiven Protuberanzen nichts Anderes seyn, als durch Auftrieb entstehende verticale Ströme glühenden Gases, welche in den äußeren Gasschichten der Sonne, nämlich in der gesondert wahrnehmbaren Atmosphäre, sichtbar werden. Und kämen sie wirklich aus der Tiefe von 2317 geogr. Meilen, wie Hr. Zöllner¹⁾ berechnet, so bedürften die Gase nur einer Beschleunigung von 40 Meter per Secunde (etwa $\frac{1}{7}$ der Sonnen-Acceleration), um die Chromosphäre mit der „sehr gewöhnlichen“ Geschwindigkeit von 5 geogr. Meilen zu erreichen. Die Annahme der feurig-flüssigen Oberflächenschicht der Sonne, aus welcher Hr. Zöllner die eruptiven Protuberanzen hervorbrechen läßt, ist also nicht *nothwendig* zur Erklärung dieser Protuberanzen.²⁾

Wenn Hr. Zöllner bloß die *Möglichkeit* einer feurig-flüssigen oder festen Oberflächenschicht der Sonne behauptete, so wäre dagegen wohl Nichts einzuwenden. Aber er fühlt das Bedürfnis, die Existenz einer „flüssigen“ Schicht zu *beweisen*, indem er die (übrigens in ungleichen Höhen befindlichen) Sonnenflecke für große Schlackenschollen erklärt; und diesen auf die eruptiven Protuberanzen sich stützenden Beweis halte ich für mißlungen. Schon auf Grund der vorhergehenden Erwägungen halte ich auch mein zweites, von ihm bekämpftes Bedenken aufrecht.

1) Ueber die Natur der Cometen, Leipzig 1872, S. 490.

2) Wenn ich oben stillschweigend angenommen habe, daß der Auftrieb der emporsteigenden Gase, deren Gewicht sowie den Widerstand der von ihnen durchbrochenen Gasschichten an Größe übertrifft, so kann mir die Berechtigung hierzu Niemand weniger bestreiten, als Herr Zöllner. Denn er selbst läßt die Protuberanzgase eine *feurig-flüssige* Schicht von 2317 geogr. Meilen Dicke durchbrechen, ohne auf deren Widerstand die mindeste Rücksicht zu nehmen.

Ich könnte hier schliessen, erlaube mir aber, Hrn. Zöllner's Angriffe auf die in meinem Buche entwickelten Ansichten und Rechnungen noch mit einigen Worten zurückzuweisen, vor Allem die Behauptung, „daß meine sämtlichen Rechnungen, welche sich auf Bewegungserscheinungen in der Atmosphäre der Erde oder der Sonne beziehen, nur als mathematische Fiktionen zu betrachten seyen, die für reale Verhältnisse jede Bedeutung verlieren.“

Meine Formeln für die Geschwindigkeiten im aufsteigenden Luftstrome sind unter der Voraussetzung aufgestellt, daß der Luftcanal bereits vorhanden sey, also die ihn umgebende, relativ ruhende Luft der aufwärts strömenden keinen anderen Widerstand als den der Reibung entgegensetzt; diesen letzteren aber glaubte ich vernachlässigen zu dürfen. Die Anwendung dieser Formeln auf die eruptiven Protuberanzen ist für meine eigenen Theorien unwesentlich und wurde von mir lediglich dadurch motivirt, „daß bereits Zöllner einen ganz ähnlichen Versuch, wenn auch von anderer Grundlage aus, gewagt habe.“ Herr Zöllner hatte bei seinen Rechnungen den Widerstand der durchbrochenen atmosphärischen Schichten und zugleich den Auftrieb der glühenden Gase vernachlässigt, und dabei behauptet, die zum Aufsteigen der Gase erforderliche Zeit müsse bei diesen Voraussetzungen unter allen Umständen kleiner seyn als diejenige, in welcher die glühenden Gasmassen durch ihren Auftrieb zu der gleichen Höhe gelangen können. Und mein Hauptzweck war ausgesprochener Maassen, zu zeigen, daß diese Behauptung auf einem Irrthume beruhe.

Dieser Nachweis ist mir mit Hülfe meiner Formeln gelungen. Mit Unrecht verschweigt Hr. Zöllner, daß ich dabei die Anfangsgeschwindigkeit V_0 der Gase einmal gleich der Hälfte, ein anderes Mal sogar nur gleich einem Fünftel der von ihm angenommenen Geschwindigkeit voraussetze. Auch will er nicht bemerken, daß ich diese Voraussetzung mit folgenden Worten *begründe*: „Unten in der Höhe h treten die zuströmenden Gase mit einer

gewissen Geschwindigkeit V in die Protuberanz ein; wir kennen dieselbe nicht, dürfen aber aus der Analogie mit den irdischen Tornados schliessen, daß sie nicht unbedeutend seyn kann. Wir dürfen wenigstens $V_0 = \frac{V}{5}$ annehmen.“ — Hr. Zöllner hat den Widerstand der durchbrochenen atmosphärischen Schichten (die, wie u. A. seine eigenen Beobachtungen von frei schwebenden Protuberanzwolken beweisen, sich ja weit über die Chromosphäre hinaus erstrecken) gänzlich vernachlässigt; er hat deshalb kein Recht sich zu beschweren, daß auch ich, schon um mein Resultat mit dem seinigen vergleichbar zu machen, diesen Widerstand vernachlässige.

Uebrigens ist die „enorme Anfangsgeschwindigkeit von 24 geogr. Meilen per Secunde“ lediglich „als eine Fiction des Hrn. Zöllner zu betrachten“; denn meines Wissens ist dieselbe an den verticalen Gasströmen der Sonne noch niemals beobachtet worden. Lockyer hat als *Maximal*-Geschwindigkeit dieser Ströme nur 40 Englische oder 8,6 geogr. Meilen beobachtet, wobei noch zweifelhaft bleibt, ob dieselbe in den unteren oder in den oberen Partien der Protuberanzen herrschte. Hr. Zöllner nimmt die Anfangsgeschwindigkeit seiner „Eruptionen“ nur deshalb so enorm groß an, weil *ihm* die gewaltige Höhe, bis zu welcher die Protuberanzen manchmal emporsteigen, sonst unerklärlich ist. Und wenn ich früher seine Annahme für zulässig hielt, so wurde ich nur durch die oben besprochene Stelle von Schellen's Spectral-Analyse dazu verleitet.

Hr. Zöllner wundert sich, daß ich den Protuberanzen und den Sonnenflecken dieselbe Ursache, nämlich den aufsteigenden Luftstrom, vindiciren kann; er vergißt, daß die ersteren aus der vom glühenden Wasserstoffgas gebildeten Chromosphäre sich erheben und an verdichtungsfähigen Metaldämpfen arm sind, während ein aus tieferen atmosphärischen Schichten hervorbrechender Gasstrom, wie zahlreiche Beobachtungen beweisen, große Mengen

von Eisen-, Kalium-, Natrium- und anderen Metaldämpfen mit sich reißt. Zum Beweise, daß sich aus diesen Dämpfen Wolken bilden können, citire ich die Beobachtung Lockyer's¹⁾ vom 21. April 1869: „*There was a magnesium cloud quite separated from the limb, and high up in the prominence itself*“; zugleich mögen folgende Worte Secchi's²⁾ hier wiederholt werden: „*Toutes les fois qu'on observait à l'orient du bord solaire une des éruptions, que j'appelle métalliques, on découvrait une tache visible le jour suivant.*“

Hr. Zöllner sollte aus meinem Buche wissen, daß ich im Gegensatze zu Hrn. Faye der manchmal beobachteten Wirbelbewegung der Flecke eine untergeordnete Bedeutung beilege und auf S. 182 ausdrücklich erkläre, weshalb bei den meisten Flecken keine Drehbewegung wahrgenommen wird. Die von ihm citirten Worte Secchi's über die große Seltenheit der sich drehenden Flecke berühren deshalb *meine* Erklärung der Flecke nicht im Geringsten. — Ueberhaupt scheint Hr. Zöllner mein Buch trotz seiner absprechenden Beurtheilung desselben nur sehr oberflächlich gelesen zu haben. Wenn er z. B. auf S. 444 seiner „Erwiderung“ es für unwahrscheinlich erklärt, daß überhaupt in der Natur ein labiler Gleichgewichtszustand der Atmosphäre vorkomme, so weiß er nicht einmal, daß die Luftspiegelungen in Sandwüsten, wie ich ausdrücklich auf S. 39 und 42 meines Buches hervorhebe, ein Beweis sind von dem Vorkommen dieses labilen Gleichgewichtes.

Hrn. Zöllner's letzte Bemerkung, „daß die Sonnenflecke *dunkle* und nicht *helle* Flecke sind, wie sie nach physikalischen Gesetzen meiner Theorie gemäß seyn müßten“, wird mir erst verständlich, wenn ich seine Abhandlung vom 7. November 1873 „Ueber den Aggregatzustand der Sonnenflecke“ zu Hülfe nehme. Er citirt selbst auf der ersten Seite den folgenden Satz Kirchhoff's:

1) *Proceedings of the Royal Institution*, Vol. V, p. 596.

2) *Comptes rendus*, 3 Févr. 1873, T. 76 p. 253.

„Die untersten Schichten (der Sonnenatmosphäre), die nahe dieselbe Temperatur als der Kern besitzen, verändern das Licht dieses wenig, da sie jedem Lichtstrahle den Verlust an Intensität, den sie durch Absorption herbeiführen, durch ihr eigenes Glühen nahe ersetzen.“

Auf der zweiten Seite setzt er sodann an Stelle der Worte „Die untersten Schichten der Sonnenatmosphäre“ höchst unbefangen die Worte „Wolken in der Sonnenatmosphäre“, indem er im Uebrigen den citirten Satz wörtlich in gesperrtem Drucke wiederholt, und folgert daraus, daß die *dunklen* Flecke keine Wolken seyn können. So zu lesen in den Berichten der Kön. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften, Sitzung am 7. Novembr. 1873!

Ogleich dieser Art von Beweisführung kein Gewicht beizulegen ist, so will ich doch nochmals hervorheben, daß Gasmassen, welche einige Hundert geogr. Meilen hoch in der Sonnenatmosphäre emporsteigen, sich zugleich wegen Verminderung des atmosphärischen Druckes ausdehnen und in Folge der Ausdehnung abkühlen müssen, und daß die in ihnen sich bildenden Wolken demnach keineswegs „nahe dieselbe Temperatur als der Kern besitzen“ können.

In der zuletzt genannten Abhandlung sucht Hr. Zöllner noch das vierte und das fünfte meiner Bedenken zu widerlegen oder, besser gesagt, abzuschwächen. Mögen die Sachkundigen beurtheilen, wie weit ihm Dieses gelungen ist; mich hat er nicht überzeugt.

Straßburg iE, den 18. Februar 1874.

XVI. *Zweite Notiz über eine Bestimmung der specifischen Wärme der Luft; von Dr. A. Kurz.*

Die erste Notiz ¹⁾ bezweckte bloß die Entwicklung der Gleichungen, welche zu jenen Experimenten benutzt wurden;

1) Ann. Bd. 138 S. 335, die zweite veranlaßt durch Kohlrausch Bd. 149 S. 579.

dem Leser die Abschätzung überlassend, wie weit die Praxis und Theorie hier zusammengehen oder nicht. In dem kurzen Schlufsabsatze hätte ich zu den Worten „die Luft arbeitet nicht“ noch beifügen sollen, „so wie es in obiger Rechnung vorausgesetzt werden muß“¹⁾.

Hrn. Kohlrausch scheint ein principieller Unterschied zwischen dem Herausströmen der Luft aus dem Recipienten in den entleerten Stiefel und der Ausdehnung einer Luftmasse gegen eine Kolbenfläche nicht zu bestehen; zur Unterstützung dessen wird ein rechnerischer Vorschlag angestellt, welchem zufolge die im Recipienten nach der Absperrung zurückgebliebene Luft eine unmerkliche lebendige Kraft behalte. Ich bleibe meinen damaligen Zwecke näher, wenn ich die Gleichung wiederhole:

$$c'(\Theta - \Theta') = Ap'(\sigma' - \sigma),$$

und ein Paar Widersprüche zwischen ihr und den Experimenten anführe.

In diesen war für's Erste der Druck nicht constant p , sondern innerhalb p und $(p' - y_0)$ abnehmend, wo z. B. $p = 752$ Mm., $p' = 715$, $y_0 = 10$. (In Gleichung (I) der ersten Notiz wolle man das Druckversehen $(p - y_0)$ corrigiren.)

Ferner, wenn man den angeführten „principiellen Unterschied“ wegbringen will, so wäre doch nur ein Theil der anfänglich in Recipienten eingeschlossenen Luftmenge als arbeitend (activ), der andere gleichsam als Kolben (passiv) zu betrachten; wie ja auch ein solcher Theil in den Stiefel ausströmt; immerhin wären dann statt σ (Volum des Recipienten) und σ' (Volum des Recipienten und Stiefels zusammen) kleinere Werthe zu nehmen.

Seite 580 citirt Hr. Kohlrausch, daß er zuerst den Stiefel entleert und dann den Recipienten mit demselben auf kurze Zeit verbunden habe. In der Abhandlung von H. Boltzmann (Bd. 140 S. 254) handeln nur die erste Seite und der Schlufsabsatz von meiner ersten Notiz. Daß das Wesentliche der letzteren unberührt geblieben,

1) Aehnliches wegen „der Temperatur d' “ habe ich Bd. 141 S. 159 schon bemerkt.

zeigt theils noch jenes Citat, theils der Nachtrag des Hrn. Boltzmann (Bd. 241, S. 473).

Als Curiosität erwähne ich noch den Satz: „das im Pumpenstiefel befindliche Gas würde nur dann keine Arbeit leisten, wenn unter dem Kolben ein vollkommen luftleerer Raum entstände“. Ob ich dieser Ansicht auch gewesen seyn mag oder nicht, ist jetzt ebenso gleichgültig, als ersichtlich ist, daß die wenigen Schlufszeilen meiner ersten Notiz das Weitere, so es mich betrifft, im Gefolge hatten.

Augsburg, am 25. Januar 1874.

XVII. *Eine Prioritätsfrage; von M. Avenarius.*

In No. 214 der „Nature“ (4 December 1873) ist mir der Vorwurf gemacht worden, daß mein „Beitrag zur Theorie der Thermoströme“ (Diese Ann. Bd. CXLIX) „*appears to be an appropriation of results published by Prof. Tait in 1870, and which are incorporated in the professors's Rede Lecture for this year.*“

Erstens muß ich bemerken, daß mein theoretischer Nachweis von dem, welchen Prof. Tait gegeben zu haben glaubt, wesentlich abweicht:

Prof. Tait nimmt a priori eine bestimmte, willkürliche Abhängigkeit der specifischen Wärme der Elektricität von der Temperatur an, welche es möglich macht, aus den von Thomson aufgestellten Gleichungen, für die elektromotorische Kraft eines Thermoelements einen Ausdruck zu erhalten, welcher mit der Erfahrung, d. h. mit der von mir aufgestellten empirischen Formel, übereinstimmt.

Dem von mir gegebenen Nachweise liegt keine Hypothese zu Grunde.

Was die Zeit der Veröffentlichung meiner Untersuchungen betrifft, so muß ich weiter bemerken: 1) daß die Form der Abhängigkeit der elektromotorischen Kraft eines Thermoelements von der Temperatur der Löthstellen zuerst von mir in diesen Ann. Bd. CXIX und CXXII, in

den Jahren 1863 und 1864, durch den Versuch, festgestellt ward und 2) daß die theoretische Gültigkeit derselben, ohne willkürliche Annahme (bis weiter, nur von mir), in den Berichten der Universität zu Kiew (1870) und später in diesen Ann. Bd. CXLIX nachgewiesen ist.

Kiew, den 8/20 Februar 1874.

Danksagung.

In der Unmöglichkeit alle Glückwünsche einzeln zu beantworten, die mir auf Veranlassung des Jubiläums der Annalen aus den verschiedensten Städten von Deutschland, Oesterreich, Ungarn, Italien, der Schweiz, Holland, England, Dänemark, Norwegen, Schweden und Rußland in Briefen und Telegrammen zugekommen sind, nehme ich hier Gelegenheit, den gütigen Einsendern insgesamt meinen aus der Tiefe des Herzens kommenden Dank für ihre mich ebenso ehrende als beglückende Gesinnung auszusprechen. Je weniger ich auf eine so allgemeine Anerkennung meines Strebens habe rechnen können, desto mehr sehe ich darin einen Sporn, meine noch übrigen Kräfte unverdrossen der Wissenschaft zu widmen, so lange es mir der Himmel verstatten wird. Und selbst im letzten Augenblick wird es mir ein tröstender Gedanke seyn, in einem so großen Kreise wissenschaftlicher Männer ein ehrenhaftes und dauerndes Andenken zu hinterlassen.

Berlin, den 1. März 1874.

Poggendorff.

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CLI.

**1. Das Wärmeleitungsvermögen des Quecksilbers
unabhängig von der Temperatur;
von Hermann Herwig.**

§. 1.

Nach einem von Wiedemann und Franz¹⁾ ausgesprochenen Satze haben die Metalle ein *nahezu gleiches* Leitungsvermögen für Elektrizität und Wärme. Es würde nun von der größten Bedeutung seyn zu wissen, ob die Uebereinstimmung beider Leitungsvermögen eine *vollkommene* ist und namentlich auch *unter allen Temperaturen* bestehen bleibt. Wenn man in diesem Sinne Untersuchungen anstellen will, so muß man in Bezug auf die Ausführbarkeit derselben zweierlei unterscheiden. Der eine Theil der Aufgabe, die genaue Gleichheit beider Vermögen irgend eines Metalles bei einer bestimmten Temperatur nachzuweisen, ist nämlich mit der großen Schwierigkeit behaftet, die es macht, ganz gleiche und vor allem durch die Versuche selbst nicht geänderte Metalle zu erhalten. Dagegen bietet der Einfluß der Temperatur auf die Leitungsvermögen weit günstigere Momente für eine Untersuchung dar. Durch zahlreiche Versuche, namentlich durch die von Arndtsen²⁾ und durch die von Matthiessen und von Bose³⁾ ist bekannt, daß für das elektrische Leitungsvermögen eine scharf ausgeprägte Verän-

1) Diese Ann. Bd. 89, S. 531.

2) Diese Ann. Bd. 104, S. 56.

3) Diese Ann. Bd. 115, S. 389.

derlichkeit mit der Temperatur stattfindet und zwar für die *weitaus meisten Metalle* in *nicht sehr verschiedenem Grade*. Man würde demnach, wenn die von Wiedemann und Franz hervorgehobene Uebereinstimmung wirklich so weit gültig wäre, auch für das Wärmeleitungsvermögen der meisten Metalle eine Veränderlichkeit mit der Temperatur von ungefähr demselben Grade finden müssen, und dabei wären nicht nur etwas abweichend geartete Sorten desselben Metalls, sondern, wie gesagt, durchaus verschiedene Metalle ziemlich gleichwerthig. Diese Seite der Frage ist also für eine Untersuchung sehr geeignet und scheint mir auch das Wesen der ganzen Frage am tiefsten zu berühren.

Und doch sind in der angegebenen Richtung bis jetzt sehr wenige und, man kann sagen, sehr wenig übereinstimmende Angaben gemacht worden. Während ältere Beobachter zum Theil das Wärmeleitungsvermögen für überhaupt constant halten, scheinen Wiedemann und Franz selbst für Kupfer keine, für das Rose'sche Metall eine geringe Veränderlichkeit desselben mit der Temperatur anzunehmen. Ångström¹⁾ giebt für Kupfer eine Veränderlichkeit an, die nicht den halben, und für Eisen eine, die reichlich den halben Werth der für elektrische Leitung geltenden beträgt. Forbes²⁾ hat für Eisen eine noch geringere Veränderlichkeit erhalten, als Ångström.

Diesen verschiedenen Angaben gegenüber hat kürzlich Hr. Lorenz³⁾ die Unabhängigkeit des Wärmeleitungsvermögens von der Temperatur für reine, gleichartig bleibende Metalle behauptet und die beobachteten Veränderlichkeiten durch das Entstehen thermo-elektrischer Ströme in Folge ungleicher Erwärmung der Metalle erklärt. In der That zeigt das Eisen, wofür nach dem Obigen hauptsächlich ein veränderliches Leitungsvermögen gefunden

1) Diese Ann. Bd. 118, S. 429.

2) *Phil. Trans. Edinb.* 24.

3) Diese Ann. Bd. 147, S. 435.

ist, nach den Versuchen von le Roux¹⁾ sich besonders günstig für solche thermo-elektrische Wirkungen.

Es scheint mir hiernach, daß die Frage, ob und in welchem Grade das Wärmeleitungsvermögen der Metalle von der Temperatur abhängt, noch eine offene ist und daß vorzugsweise zwei einfache Lösungen derselben bis jetzt in Vorschlag gekommen sind. Diese Lösungen würden enthalten seyn in dem allgemein gültig gedachten Wiedemann-Franz'schen Gesetze, wonach das Wärmeleitungsvermögen *ebenso veränderlich*, wie das elektrische Leitungsvermögen wäre, und andererseits in dem Lorenz'schen Gesetze, wonach das erstere Vermögen für alle Temperaturen *unveränderlich* wäre.

Wenn man die Sachlage aber so ansieht, so ist es zur Entscheidung unbedingt erforderlich, ein *reines* und *gleichartig bleibendes* Metall der Untersuchung zu unterwerfen. Und von dieser Art ist vielleicht nur das Quecksilber bekannt. Man kann Quecksilber reiner, wie jedes andere Metall, erhalten und man darf bei demselben keine inneren Structurveränderungen in Folge einseitiger Erwärmung annehmen. Das letztere schloßen die Versuche von Magnus²⁾ aus, wonach warmes und kaltes Quecksilber in Berührung gebracht niemals eine elektromotorische Wirkung geben. Das Quecksilber würde hiernach das geeignetste Metall für diese Untersuchung seyn.

Gegen die Wahl des Quecksilbers sprechen auf der andern Seite zwei Umstände, einmal der, daß die Veränderlichkeit des galvanischen Leitungsvermögens gerade beim Quecksilber ausnahmsweise kleiner ist, als bei den übrigen Metallen, und zweitens der flüssige Aggregatzustand dieses Metalles. Der erstere Umstand ist gewiß nicht erwünscht, indessen besitzt auch das Quecksilber noch eine immerhin stark hervortretende und für die beabsichtigte Untersuchung genügende Veränderlichkeit seines galvanischen Leitungsvermögens. Und was das zweite

1) *Annal. de chim. et de ph.* 4. sér., X.

2) Diese Ann. Bd. 83, S. 495.

betrifft, so glaube ich nicht, daß störende Strömungen zu besorgen seyn werden, wenn man eine ziemlich *enge* Röhre mit Quecksilber nimmt und natürlich dieselbe in verticaler Stellung von *oben* erwärmt. Selbst in Röhren von 37^{mm} Durchmesser hat Ångström¹⁾ regelmässige Resultate für die Wärmeleitung des Quecksilbers erhalten. Um so mehr konnte ich hoffen, in den von mir verwandten Röhren von ungefähr einem Centimeter Durchmesser keine Störungen eintreten zu sehen.

§. 2.

Mit solchen Quecksilberröhren war es nun meine Absicht, gleichzeitig elektrische Leitung und Wärmeleitung in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur zu untersuchen. Ich gebe im Folgenden zunächst das allgemeine Princip der Methode an, welche darauf berechnet ist, durch ein und denselben Versuch die Veränderlichkeit der Leitungsvermögen sowohl für Wärme, wie für Elektrizität zum Ausdrucke zu bringen.

Man denke sich einen Metallstab (resp. eine ziemlich enge mit Quecksilber gefüllte Röhre von oben) erwärmt und gleichzeitig einen kräftigen Strom hindurchgeleitet. Nach eingetretenem stationären Zustande müssen die in irgend einem Querschnitte durch die doppelte Wirkung der Wärmeleitung und des Stromes erzeugten Wärmemengen stets nach außen wieder abgegeben werden. Demgemäß bildet sich folgende Differentialgleichung. Der Querschnitt q liege um die Strecke x vom Anfangspunkte entfernt und habe die Temperatur t , während die Temperatur der umgebenden Luft ϑ sey. Der Umfang des Querschnittes sey p , die äußere Wärmeleitungsfähigkeit h , die Stromstärke i . Ist nun R der galvanische Widerstand für 0° , so setze ich für den bei t° geltenden Widerstand $R(1 + \beta t)$. Diese Form der Veränderlichkeit von R mit der Temperatur genügt für den vorliegenden Zweck voll-

1) Diese Ann. Bd. 123, S. 638.

kommen, speciell für Quecksilber steht sie übrigens auch in Einklang mit den Versuchen der meisten Experimentatoren.

Für die Wärmeleitung führe ich gleichfalls den specifischen Widerstand r bei 0° ein und setze den für t^0 geltenden gleich $r(1 + \alpha t)$. Dann ist für die Zeiteinheit

$$\frac{q}{r(1 + \alpha t)} \cdot \frac{d^2 t}{dx^2} + \frac{\text{const. } i^2}{q} R(1 + \beta t) = p h(t - \vartheta).$$

Setzt man darin

$$A = \frac{\text{const. } i^2 R r}{q^2} \quad \text{und} \quad B = \frac{p h r}{q},$$

so wird

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = -A(1 + \alpha t)(1 + \beta t) + B(t - \vartheta)(1 + \alpha t).$$

Aus dieser Differentialgleichung wird zunächst nur der erste Differentialquotient abgeleitet, nämlich

$$\frac{dt}{dx} = -\sqrt{2B} \sqrt{-\frac{A}{B} \cdot t - \frac{A}{B} \cdot \frac{\alpha + \beta}{2} t^2 - \frac{A}{B} \cdot \frac{\alpha\beta}{3} t^3 + \frac{t^2}{2} + \frac{\alpha t^3}{3} - \vartheta t - \frac{\alpha\vartheta t^2}{2} + \text{Const.}}$$

Die hier vorkommende Integrationsconstante bestimmt sich daraus, daß für das Ende des Stabes, wo nur mehr eine Stromeswirkung wahrzunehmen ist, eine sich nicht mehr ändernde Temperatur t' herrscht, also

$$\text{Const.} = \frac{A}{B} t' + \frac{A}{B} \cdot \frac{\alpha + \beta}{2} t'^2 + \frac{A}{B} \cdot \frac{\alpha\beta}{3} t'^3 - \frac{t'^2}{2} - \frac{\alpha t'^3}{3} + \vartheta t' + \frac{\alpha\vartheta t'^2}{2}.$$

Für die weitere Betrachtung wird jetzt die in der Zeiteinheit im *ganzen* Stabe entwickelte Wärmemenge berechnet und der nach außen abgegebenen gleichgesetzt. Das führt zu einer Gleichung, welche als eine unendliche Summe von Gleichungen der vorigen Art aufzufassen ist. Sey X die Länge des Stabes und T die Anfangstemperatur, so lautet die Gleichung

$$\frac{-q}{r(1+\alpha T)} \left(\frac{dt}{dx} \right)_r + \int_0^X \frac{Aq}{r} (1 + \beta t) dx = \int_0^X \frac{Bq}{r} (t - \vartheta) dx.$$

Der Werth $\left(\frac{dt}{dx} \right)_r$ ist der vorhin bestimmte Differentialquotient $\frac{dt}{dx}$ für die Temperatur T , wobei natürlich die Integrationsconstante den angegebenen Werth besitzt. Die beiden andern Glieder der vorstehenden Gleichung enthalten als einzigen complicirten Bestandtheil das Integral $\int_0^X t dx$. Dieses

Integral ist nun aber gleich einfach der *mittleren Temperatur* des ganzen Stabes multiplicirt mit der Stablänge. Nennt man die mittlere Temperatur m , so wird also die Gleichung

$$\frac{\sqrt{2}B}{1+\alpha T} \sqrt{-\frac{A}{B} (T-t)} - \frac{A}{B} \cdot \frac{\alpha + \beta}{2} (T^2 - t^2) + \frac{A}{B} \cdot \frac{\alpha \beta}{3} (T^3 - t^3) + \frac{T^2 - t^2}{2} + \frac{\alpha}{3} (T^3 - t^3) - \frac{\alpha \beta}{2} (T^2 - t^2) \\ = BX \left\{ -\vartheta - \frac{A}{B} + m \left(1 - \frac{A}{B} \beta \right) \right\}$$

Hierin soll noch $\frac{A}{B}$ bestimmt werden, was folgendermaßen geschieht. In irgend einem Querschnitte nahe dem Stabende, wo nur Stromeswirkung stattfindet, hat man

$$\frac{\text{const } i^2}{q} R (1 + \beta t') = p h (t' - \vartheta)$$

oder

$$\frac{Aq}{r} (1 + \beta t') = \frac{Bq}{r} (t' - \vartheta)$$

also

$$\frac{A}{B} = \frac{t' - \vartheta}{1 + \beta t'}.$$

Setzt man diesen Werth ein und formt die obige Gleichung einfacher, so wird sie leicht zu

$$3BX^2 = \frac{1 + \beta t'}{1 + \beta \vartheta} \left(\frac{T - t'}{m - t'} \right)^2 \cdot \frac{3 + 2\alpha T + \alpha t'}{(1 + \alpha T)^2}.$$

Gemäß dieser Formel hat man im Experiment, also außer der Umgebungstemperatur, nur die drei Temperaturen T , t' und m zu bestimmen und erhält so eine Anzahl Gleichungen zwischen α und β .

§. 3.

Daraufhin richtete ich nun folgenden Apparat für die Untersuchung des Quecksilbers her. An der eigentlichen mit Quecksilber (dasselbe war mehrere Monate lang mit salpetersaurem Quecksilberoxydul in der bekannten Weise behandelt und dadurch sehr rein geworden) gefüllten Versuchsröhre, welche einen Durchmesser von ungefähr 1 Centimeter und eine Länge von fast 60 Centimeter hatte und mit großer Sorgfalt genau cylindrisch ausgewählt war, sollten direct nur die Temperaturen T und m bestimmt werden. Zur Bestimmung von T diente ein bis 200°C . reichendes Quecksilberthermometer mit ganz kleinem cylindrischem Gefäße. Dasselbe war in einen kleinen gläsernen Ansatz, welchen die Röhre unmittelbar unter ihrem oberen Abschlusse seitlich trug, eingeschliffen und nahm mit seinem Gefäße nur einen geringen Theil des Röhrenquerschnittes ein. Die Angaben dieses Thermometers entsprechen natürlich der mittleren Temperatur des in seinem Gefäße befindlichen Quecksilbers. Da nun dieses Quecksilber selbst, und zwar senkrecht zur Cylinderaxe des Thermometergefäßes, an der Wärmeleitung Theil nahm, so existirte die

angezeigte mittlere Temperatur in einem durch Thermometergefäß und Versuchsröhre gelegten Querschnitte, welcher in der oberen Hälfte des Gefäßes verlief. Wenn man also in der obigen Rechnung die Temperaturangabe des Thermometers für die obere Temperatur der ganzen Quecksilberröhre setzt, so hat man in Wirklichkeit auf der einen Seite so viel Quecksilber gegenüber der Rechnung zu wenig im Spiel gehabt, als von der größeren, unteren Hälfte des Thermometergefäßes aus der Stelle gedrängt war, und auf der anderen Seite diejenige Quecksilbermenge zu viel, welche von dem genannten Querschnitte an aufwärts noch vorhanden war. Sucht man diese beiden Mengen nun mit Berücksichtigung ihrer verschiedenen Temperatur möglichst gegeneinander abzugleichen, so kann man die hierher rührende Ungenauigkeit ganz eliminiren. Zu diesem Zwecke habe ich für die durchschnittlichen Verhältnisse meiner Versuche etwa auf ein Drittel der Höhe des Thermometergefäßes von oben gerechnet den genannten Querschnitt vorausgesetzt und den fest angekitteten eisernen Abschluß der Versuchsröhre so dem Thermometergefäß angepaßt und nahe gebracht (das Gefäß wurde übrigens nirgends von Eisen, sondern überall von Quecksilber berührt, war aber in seinen oberen Partien von dem nahe gebrachten Eisen rings genau anpassend umgeben), daß die Abgleichung möglichst genau erreicht war. Ich habe den größten Fehler, welcher in dieser Abgleichung noch gemacht seyn konnte, angenommen und damit berechnet, daß selbst in den äußersten Versuchsfällen der Einfluß auf die gleich zu besprechende Bestimmung der Temperaturen *m* weniger, als einige Hundertstel Grade betragen würde. Man kann somit die Angaben des Thermometers in der That als die oberen Temperatureu der Quecksilberröhre im Sinne der Rechnung ansehen.

Dieses Thermometer nun war vor Beginn der Versuche in einem Oelbade sorgfältig und ausführlich mit einem Lufthermometer verglichen, und zwar, da es später ja stets

mit ganz herausragendem Faden benutzt werden sollte, gleichfalls in dieser Stellung. Nach Beendigung der Versuche habe ich eine nochmalige Controlle des Thermometers vorgenommen und es unverändert gefunden. Ich hatte übrigens auch das Thermometer, bevor ich es brauchte, wiederholt und sehr anhaltend bis zu seinen höchsten Temperaturen erhitzt, um ihm einen definitiven Stand zu geben. Die Temperaturangaben, welche später nach diesem Thermometer gemacht werden, sind dem Gesagten nach direct Temperaturen des Luftthermometers. Das Ablesen war, da das Thermometer nur in ganze Grade getheilt war, bis auf etwa $0,2^{\circ}$ ausführbar.

Die andere an der Versuchsröhre selbst zu bestimmende Temperatur war die mittlere Temperatur m . Für deren Bestimmung konnte man bei einer Quecksilberröhre entweder dieselbe zu einem Ausflussthermometer oder einfach zu einem gewöhnlichen Thermometer einrichten. Ich zog anfangs das erstere vor. Es war zu dem Zwecke in dem obern Eisenabschluß der Röhre eine sehr feine Ausflußöffnung angebracht, welche das Quecksilber in ganz kleinen Tröpfchen zu Tage treten ließ. Ferner war es erforderlich, die Röhrencapacität bei 0° und den Ausdehnungscoefficienten des Glases zu bestimmen. Letzterer ergab sich durch vielfache Messungen zu $0,000028$ cubisch per Grad Celsius, also etwas größer, wie gewöhnlich. Mit diesen Daten und den für jede Temperatur ja genau bekannten Ausdehnungscoefficienten des Quecksilbers waren die Temperaturen m aus den Ausflussmengen zu berechnen.

Zur Bestimmung endlich der untern Temperatur t' der Röhre, welche sich nur in Folge eines Stromes über die Umgebungstemperatur erhebt, sollte ein für sich abgeschlossenes Stück ganz derselben Röhre von etwa 40 Centimeter Länge dienen, welches ebenfalls als Ausflussthermometer eingerichtet war und sich unterhalb der Hauptröhre in directem Anschlusse an diese erstreckte. Um dieses Röhrenstück in gleichmäßiger Art durch den Strom erwärmen zu lassen, sollte derselbe erst nach Passiren

noch eines dritten Röhrenstückes eintreten, welches eine gleiche Weite und einen gleichen Eisenabschluß, wie die andern beiden Röhren besaß. Dieses unterste Röhrenstück stand auf einer längeren verschraubbaren Elfenbeinspitze und alle drei Röhren wurden durch je einen weiten Ring, den drei lange verschraubbare Elfenbeinspitzen als Radien durchsetzten, gehalten (die oberste eigentliche Versuchsröhre an ihrem unteren Ende). Es konnte so keine irgend welche Ableitung von Strom oder Wärme stattfinden.

Noch muß ich auf die Art der Heizung, welche von oben zu bewerkstelligen war, kurz eingehen. Der obere Eisenabschluß der eigentlichen Versuchsröhre war außerhalb der Röhre von einem etwas weiteren Querschnitt gemacht worden und besaß einen aufwärts gerichteten Rand. Das hierdurch gebildete Gefäß war mit Quecksilber gefüllt und in dieses tauchte von oben her ein großer nach unten konisch verlaufender Eisenbehälter, welcher mit Messingabfall von der Drehbank vollgestampft war. Um die Mitte des Behälters war dann ein Kranz von Gasbrennern angebracht. Mit dieser Temperatur konnte man sowohl niedere, wie hohe Temperaturen T in der Röhre mit außerordentlicher Constanz herstellen. Um die Strahlung des besonders in höhere Temperaturen heftig erhitzten Eisenbehälters nach unten zu verhindern, umschlossen den Behälter unterhalb der Brenner dicht ein Schirm von Messingblech und darunter drei von dickem Pappendeckel, alle durch Luftschichten von einander getrennt. Zwischen den untern Schirmen verliefen außerdem mehrfache Windungen eines Bleirohres, welches unaufhörlich von kaltem Wasser durchflossen wurde. Die kleine überragende Partie des eisernen Röhrenabschlusses selbst endlich war mit lockerem Asbest unterlegt. Der Effect aller dieser Vorsichtsmaßregeln war ein durchaus zufriedenstellender; die Versuchsröhre befand sich so in der That ihrer ganzen Länge nach der gleichen kühlen Umgebung gegenüber. Damit die Umgebungstemperatur nicht durch den Beobachter selbst gestört werde, war der ganze Apparat von den genannten Schir-

men an abwärts mit Glasfenstern umgeben. Die Versuche wurden in einem Kellerraum des Laboratoriums ausgeführt, welcher keinem schnellen Temperaturwechsel unterworfen war.

Mit diesem Apparate nun erhielt ich die in den folgenden Tabellen niedergelegten Resultate, welche zunächst für Wärmeleitung allein, *ohne gleichzeitigen Stromdurchgang* gewonnen wurden, so daß t' und ϑ also gleich waren. Dabei waren die Anfangstemperaturen T nicht tiefer, als etwa 40° genommen, weil bei zu kleiner Differenz zwischen m und t' die Bestimmungen immer unsicherer werden.

Tabelle I.

Das Volumen der Röhre bei 0° war bei dieser Füllung zu 62,2881 Cubikcentimeter erhalten.

No. des Versuchs	T	t'	m	$\frac{T - t'}{m - t'}$
1	39,15	13	15,05	12,76
2	52,35	13,2	16,14	13,32
3	72,65	14,4	18,93	12,86
4	92,95	15,25	21,27	12,91
5	111,6	15,45	23,07	12,63
6	139,05	16,3	26,05	12,59
7	174,7	15,55	27,88	12,91

Tabelle II.

Das Volumen der Röhre bei 0° zu 62,2879 CC. gefunden.

No. des Versuchs	T	t'	m	$\frac{T - t'}{m - t'}$
8	38,65	15,3	16,99	13,81
9	51,75	15,2	17,83	13,89
10	87,95	15,3	20,46	14,08
11	110,2	15,6	22,7	13,32
12	135,15	16,05	25,27	12,92
13	161,03	16,3	27,48	12,95
14	178,9	16,5	28,91	13,08

Tabelle III.

Das Volumen der Röhre bei 0° zu 62,2895 CC. gefunden.

No.	T	t'	m	$\frac{T-t'}{m-t'}$
15	41,25	15,55	17,52	13,04
16	71,05	15,7	19,84	13,37
17	102,6	16,2	22,7	13,29

Die in der letzten Columnne dieser Tabellen enthaltenen Werthe für den Quotienten $\frac{T-t'}{m-t'}$ zeigen, daß die Messungen wohl nicht ausreichen zur Lösung der aufgeworfenen Frage. Diese Werthe müßten im Falle der allgemeinen Gültigkeit des Wiedemann-Franz'schen Gesetzes beträchtlich mit den Anfangstemperaturen T wachsen, im Falle der Gültigkeit des Lorenz'schen Gesetzes constant bleiben für alle T .

Nun ist von einem Wachsthum der Werthe allerdings nichts zu merken, aber die Constanz tritt bei den regellosen Differenzen der Zahlen auch nicht genügend hervor, obgleich sie das Wahrscheinlichere seyn möchte. Man sieht eben, daß die Beobachtungsfehler bei dieser Methode größer sind, als es für die Entscheidung einer so diffilen Frage erlaubt ist. Der Grund hierfür liegt nun wohl wesentlich in dem Gebrauche eines Ausflußthermometers. Einmal zeigen schon die nicht übereinstimmenden Füllungen der Röhre die Unsicherheit an, welche hier geboten ist. Dann aber ergab sich auch, daß der Ausfluß trotz der sehr engen Oeffnung nicht immer in derselben Art erfolgte und so die Bestimmung der hauptsächlich entscheidenden Temperatur m nicht mit der erforderlichen Genauigkeit stattfinden konnte.

§. 4.

Alle diese Uebelstände würde man bei einem gewöhnlich eingerichteten Thermometer vermeiden, dessen Her-

stellung allerdings mühsamer ist. Ich führte deshalb die Untersuchung nunmehr mit einem solchen Thermometer weiter und construirte dasselbe so, daß ein capillarer Faden etwa auf ein Drittel der Röhrenlänge, von unten an gerechnet, heraustrat, nach einer Biegung aufwärts geführt wurde und dann in der Höhe des obern Röhrenrandes nach nochmaliger Biegung an einer langen Scala vorbei horizontal verlief. Wenn das Quecksilber in diesem horizontalen Theile des Fadens stand, so war unter Zurechnung des capillaren Druckes stets ein geringer Ueberdruck gegen den Röhrenabschluß und das Thermometer T vorhanden und damit ein etwaiges Luft Eindringen durch den Schliff des Thermometers T hindurch unmöglich gemacht. Um umgekehrt dieses Thermometer durch den Ueberdruck nicht zurückweichen zu sehen und damit ein veränderliches Volumen des Röhreninnern zu erhalten, wurde dasselbe durch eine leichte, von dem Röhrenabschlusse ausgehende Verstrebung, die durch Schrauben angezogen werden konnte, fest in den Schliff hineingeprefst gehalten. Die Oeffnung des Röhrenabschlusses selbst war natürlich verstopft. Gleichzeitig hatte ich die Röhre gegen früher gekürzt, da eine Berechnung der früheren Versuche ergeben hatte, daß bei allen Versuchen längst vor dem Erreichen des unteren Endes schon mit großer Annäherung die Umgebungstemperatur in der Röhre herrschte.

Die so in ein Quecksilberthermometer mit großem Gefäße umgewandelte Röhre wurde nun in einem Bade sorgfältig auf ihre Temperaturangaben calibriert und ergab, daß durchschnittlich 16^{mm} an der Scala gleich einem Grade waren. Es war also ein Ablesen der Temperaturen m bis auf Bruchtheile von Zehntel Graden mit aller Schärfe ermöglicht und damit der entscheidendste Theil des Apparates in sehr feiner Ausführung vorhanden. Daß dieses große Thermometer nun während der Versuche keine allmähliche Aenderung erlitt, das zeigte der Umstand an, daß, wenn nach einem Versuchstage über Nacht das ganze Thermometer die Umgebungstemperatur wieder angenom-

men hatte, es stets genau richtige Angaben machte; und schliesslich führte eine sorgfältige nochmalige Calibrirung der Röhre nach Vollendung der Versuche sehr scharf wieder zu den frühern Werthen.

In gleicher Weise richtete ich nun auch die zweite Röhre zu einem grossen Thermometer her und hatte in ihren Temperaturangaben (es gingen 14^{mm} auf einen Grad) die sicherste Bestimmung der Temperaturen t' , mochte nun mit oder ohne Strom operirt werden.

Der so abgeänderte Apparat ergab nun die in der folgenden Tabelle enthaltenen Resultate, die gleichfalls ohne Stromdurchgehen erzielt wurden. Die Zahlen sind in mehreren auf- und abwärts gehenden Beobachtungsreihen gewonnen und hier nach den Temperaturen T geordnet.

Tabelle IV.

No.	T	t'	m	$\frac{T-t'}{m-t'}$
18	45,7	16,5	20,27	7,73
19	49,9	16,76	21,08	7,67
20	58,8	17,05	22,59	7,54
21	58,8	17,4	23,1	7,29
22	58,8	17,08	22,59	7,57
23	61,2	16,63	22,46	7,65
24	78,1	17,34	25,4	7,54
25	78,2	17,6	25,9	7,30
26	105,1	17,1	28,72	7,58
27	107,1	17,27	29,29	7,47
28	127,4	18,09	32,67	7,49
29	128,4	18	32,6	7,56
30	129,4	17,62	32,53	7,49
31	129,4	18,62	33,41	7,49
32	129,6	17,77	32,66	7,51
33	130,4	17,48	32,41	7,56
34	130,7	17,62	32,66	7,55
35	130,8	18,77	33,63	7,54
36	131,4	18,8	33,74	7,54
37	131,4	18,59	33,53	7,55
38	131,9	18,8	33,84	7,52
39	132,6	18,2	33,5	7,48
40	155,7	19,2	37,26	7,55

No.	T	t'	m	$\frac{T-t'}{m-t'}$
41	157,8	19,27	37,69	7,52
42	158,8	19,33	37,9	7,51
43	158,8	19,3	37,88	7,51
44	159,2	19,33	37,97	7,50
45	159,4	19,36	38,03	7,50
	163,1	18,62	38,48	7,27
	165,2	18,7	38,73	7,31
	168,3	18,55	39,35	7,20
	168,5	18,48	39,35	7,19

Die Zahlen der letzten Columnne entscheiden mit aller Evidenz die vorliegende Frage dahin, daß das Wärmeleitungsvermögen des reinen Quecksilbers zwischen 40° und 160° völlig *constant* ist. Die kleinen Abweichungen, welche in den sehr empfindlichen niederen Temperaturen ja kaum vermeidlich sind, liegen größtentheils noch etwas über dem Mittel aller Werthe 7,525.

Daß von 160° an (wo in der Tabelle der Horizontalstrich verläuft und die Nummerirung aufhört) eine verschiedene Abnahme der Werthe $\frac{T-t'}{m-t'}$ eintritt, hat seinen einfachen Grund darin, daß dort einzelne Luftbläschen sichtbar wurden, welche sich bei so hoher Temperatur aus dem obersten Quecksilber der Röhre entwickelten und bis dahin absorbirt gewesen waren. Diese Luftbläschen lassen natürlich eine zu hohe Temperatur m ablesen und erniedrigen dadurch die Werthe $\frac{T-t'}{m-t'}$. Ein Auskochen des Quecksilbers in der gefüllten Röhre war nämlich nicht wohl thunlich, da das nur bis 200° reichende Thermometer T einen Abschluß derselben bildete. Ich hatte deshalb vor den Versuchen das Quecksilber der Röhre nur anhaltend bis auf 200° erhitzt, um die absorbirte Luft auszutreiben. Das ist denn also auch genügend gelungen bis zu Temperaturen T von 160° hin; denn das directe verschiedene Sinken der Werthe $\frac{T-t'}{m-t'}$, sobald man Luftbläs-

chen sah, deutet hinreichend an, daß dieser Umstand noch keine beachtenswerthe Rolle spielte, so lange die Werthe keine merkliche Abnahme zeigten. Uebrigens ist vielleicht schon in den Versuchen No. 42 bis 45 eine entfernte Andeutung dieses Verhaltens gegeben.

Weiter, als bis gegen 160° hin, liefs sich demgemäfs das Verhalten des Quecksilbers in diesem Apparate nicht prüfen.

Um noch hervortreten zu lassen, wie veränderlich das Wärmeleitungsvermögen des Quecksilbers im Gegensatze zu den gewonnenen Resultaten seyn müßte, um der elektrischen Leitung zu entsprechen, sollen in der folgenden Tabelle die Werthe unter Voraussetzung einer gleichen Veränderlichkeit beider Leitungsvermögen angegeben werden. Es ist darin als ungefährr mittlerer Werth der verschiedenen Angaben (E. Becquerel¹⁾ 0,00104, Müller²⁾ 0,00119, Schröder van der Kolk³⁾ 0,00086 und Siemens⁴⁾ 0,00098) für die Veränderlichkeit β beim Quecksilber 0,001 angenommen und $\alpha = \beta$ gesetzt worden. Hiermit und mit dem ein für allemal angenommenen mittleren Werth $t' = 17^\circ$ ist in der vorletzten Columnne der Quotient

$$\frac{\sqrt{3 + 2\alpha T + \alpha t'}}{1 + \alpha T}$$

berechnet, welcher für den Fall $t' = \vartheta$ in der obigen Formel allein noch die Veränderlichkeit enthält. Die letzte Columnne enthält dann von dem für 160° gesetzten Mittelwerthe 7,52 des Verhältnisses $\frac{T - t'}{m - t'}$ ausgehend die Werthe dieses Verhältnisses für die niederen Temperaturen, aus der Formel

$$\text{const} = \frac{T - t'}{m - t'} \cdot \frac{\sqrt{3 + 2\alpha T + \alpha t'}}{1 + \alpha T}$$

berechnet.

1) Diese Annalen Bd. 70, S. 248.

2) Diese Annalen Bd. 73, S. 440.

3) Diese Annalen Bd. 110, S. 476.

4) Diese Annalen Bd. 113, S. 104.

Tabelle V.

T	$\frac{\sqrt{3+2\alpha T+\alpha t}}{1+\alpha T}$	$\frac{T-t}{m-t}$
40°	1,6921	7,00
50	1,6814	7,04
80	1,6504	7,18
100	1,6305	7,26
120	1,602	7,39
150	1,5837	7,48
160	1,5748	7,52

Die Versuchsergebnisse schliessen also die Möglichkeit einer Uebereinstimmung beider Leitungsvermögen in dieser Art vollständig aus. Für die früheren Tabellen I. bis III. würde man übrigens ungefähr ein doppelt so starkes Wachsen der Werthe $\frac{T-t}{m-t}$, in diesem Falle finden müssen, so daß auch jene Tabellen sich wohl ziemlich deutlich in gleichem Sinne aussprechen.

Da sich die Frage beim Quecksilber in dieser einfachen Weise erledigte, so war ein weiteres Experimentiren mit gleichzeitigem Stromdurchgehen selbstverständlicherweise überflüssig. Uebrigens hatten auch einige Vorversuche in dieser Hinsicht Schwierigkeiten ergeben, die darin lagen, daß beim Uebertritt des Stromes aus dem Quecksilber in die Eisenabschlüsse und umgekehrt lebhaftere Erwärmungen eintraten, welche durch ein Wenden des Stromes in kurzen und gleichen Intervallen nicht gehoben wurden. Ohne Zweifel war die Oberfläche des Eisens theilweise oxydirt und dadurch dem Strom ein erheblicher Widerstand entgegengestellt. Es wird überhaupt schwer seyn, gleichmäßige Temperaturerhöhungen durch den Strom zu erhalten, wenn solche Uebergangsstellen aus einem Material in ein anderes mit ins Spiel kommen.

Dieser Uebelstand fällt ganz weg, wenn man dieselbe hier behandelte Untersuchung auf einen festen Metallstab

anwenden will. Dort sind keine Uebergangsstellen vorhanden und man wird die Stromeswirkung sehr regelmäßig beobachten können. Ich bin damit beschäftigt, derartige Versuche einzurichten. Die Messungen sind genau analog den hier mitgetheilten. Man benutzt die Ausdehnung des festen Metalles zur Bestimmung der Temperaturen m und t' , indem man diese Ausdehnung auf sehr empfindliche Zeiger überträgt. Ich hoffe später über Resultate solcher Versuche Mittheilung machen zu können, die also ergeben würden, wie weit die andern Metalle allenfalls von dem Verhalten des Quecksilbers abweichen.

Aachen, den 29. November 1873.

II. *Thermochemische Untersuchungen;* *von Julius Thomsen.*

XIII. Fortgesetzte Untersuchungen über einige Oxydations- und Reductionsmittel.

Zu Anfange des Jahres 1873 hatte ich in den Berichten der deutschen chemischen Gesellschaft eine vorläufige Mittheilung einer später in diesen Annalen gedruckten Abhandlung bezüglich der Wärmephänomene verschiedener Oxydations- und Reductionsmittel veröffentlicht. In dieser Untersuchung bildete die Wärmetönung bei der Reaction von Chlor auf Eisenchlortürlösung und diejenige bei der Reduction von unterchloriger Säure mittelst Eisenchlortür die Grundlage für die Mehrzahl der untersuchten Reactionen. Spätere Untersuchungen haben mir aber gezeigt, daß in der Bestimmung der unterchlorigen Säure sich ein Fehler eingeschlichen hatte, welcher mehrere der erreichten Resultate ungenau gemacht hat. Ich habe deshalb die ganze Arbeit wiederholt und zwar in der Art, daß

jetzt kein Zweifel über die Genauigkeit der Resultate stattfinden kann, indem ich den Werth derselben Reaction aus ganz verschiedenen Reactionen übereinstimmend gefunden habe. Um nicht den Ueberblick über den Zusammenhang der Resultate zu stören, habe ich das Detail der Versuche am Schluß dieser Abhandlung zusammengestellt, so daß ich hier gleich die directen Resultate der Versuche ohne störende Weitläufigkeit benutzen kann.

A. Die Bildung und Zersetzung der unterchlorigen Säure.

1. Die Lösung der unterchlorigen Säure wurde durch Absorption von gasförmiger unterchloriger Säure in Wasser dargestellt. Eine solche Lösung die 200 Mol. Wasser für jedes Molecul Cl O H enthält, ebenso wie die stärker verdünnten Lösungen halten sich mehrere Tage völlig unverändert. Ebenso constant sind Lösungen der Säure in Natronhydrat, wenn dieses nicht völlig gesättigt ist; dagegen zersetzen Lösungen von unterchlorigsaurem Natron, wenn ein Ueberschuß der Säure zugegen ist, sich so schnell, daß man von Stunde zu Stunde die Zersetzung beobachten kann. Die Concentration der Lösungen wurden mittelst Titriren mit Zinnchlorür und übermangansaurem Kali durchgeführt; sie ist sehr genau, wenn man, wie ich stets verfähre, nicht durch Messen, sondern durch Wägen die Quantität der benutzten Flüssigkeiten bestimmt. Da es nicht ohne Interesse ist, diesen Unterschied in der *Stabilität der unterchlorigen Säure* durch Zahlen ausgedrückt zu sehen, gebe ich hier einige Daten.

Eine Lösung von reiner unterchloriger Säure zeigte gleich nach der Darstellung die Stärke $\text{Cl O H Aq} = 6994$ d. h. daß 6994 Grm. der Lösung 1 Mol. Cl O H enthalten, wenn $\text{H} = 1$ Grm. Diese Säure gab durch wiederholtes Titriren folgende Stärke:

gleich	nach 20 ^{min}	1 Stunde	5 Stunden	1 Tag	2 Tagen	6 Tagen
6994	6985	6977	7000	6999	7001	7120

In zwei Tagen hatte die Säure sich nur um 1 Tausendtheil an Stärke geändert, in sechs Tagen um 2 Procent.

Ganz anders verhält sich die freie Säure enthaltende Lösung von unterchlorigsaurem Natron. Eine Natronlösung von der Stärke $\text{NaOH Aq} = 7228$ wurde mit Chlor behandelt, und 200 Grm. dieser Lösung hatten 1,52 Gr. Chlor absorbiert, was etwas mehr als anderthalb Atomen Chlor entspricht. Der Titer der Lösung sollte demnach

$$\frac{2 \times 35,46}{1,52} \cdot 201,52 = 9403$$

seyn. Die Titirung gab nur

nach 10 ^{min}	20 ^{min}	1 Stunde	5 Stunden	1 Tag	2 Tagen
9689	9794	10473	11135	13294	14007

Nach zwei Tagen war die Lösung so stark zersetzt, daß 14007 Gramm derselben nur 1 Mol. Säure zeigten. Da die besprochene Natronlösung durch Chlor in normales unterchlorigsaures Salz und Chlornatrium umgesetzt, einen Titer von 1452 Gr. geben würde, so hat sich demnach in 2 Tagen fast der ganze Ueberschuß der unterchlorigen Säure zersetzt.

2. *Die Affinität zwischen den Bestandtheilen der unterchlorigen Säure* wurde nach zwei Methoden bestimmt; einerseits wurde die Säure gebildet durch Reaction von Chlor auf Natron, andererseits wurde die Säure zersetzt, durch Reaction auf Jodwasserstoff, alles in wässriger Lösung.

a) *Die Bildung der Säure.* Bei der Reaction von Chlor auf Natron bildet sich unterchlorigsaures Natron und Chlornatrium nach der Formel



Dieser Reaction entspricht nun folgende Wärmetö-
nung

$$(2 \text{NaOH Aq}, 2 \text{Cl}) = \left\{ \begin{array}{l} (\text{Cl}, \text{H}, \text{Aq}) + (\text{Cl}, \text{O}, \text{H}, \text{Aq}) - (\text{H}^2, \text{O}) \\ \quad + (\text{NaOH Aq}, \text{ClH Aq}), \\ \quad + (\text{NaOH Aq}, \text{ClO Aq}). \end{array} \right.$$

Von den Größen auf der rechten Seite der Gleichung ist die Bildungswärme des Chlorwasserstoffs und des Wassers, wie auch die Neutralisationswärme des Chlornatrium genau bestimmt; die Neutralisationswärme des unterchlorigsauren

Natrons ist nach meinen am Schluß dieser Abhandlung mitgetheilten Versuchen No. 561 bis 62: 9976°. Die um 290° kleinere Zahl, welche ich früher benutzt habe, war das Resultat eines vor mehreren Jahren mit einer zur genauen Bestimmung zu geringer Menge der Säure angestellten Versuchs. Berechnen wir nun aus den folgenden Größen (siehe den Schluß dieser Abhandlung)

$$(2 \bar{\text{Na}} \text{ Aq}, 2 \text{ Cl})^1 = 24647^\circ \quad \text{Versuch No. 558 — 60}$$

$$(\bar{\text{Na}} \text{ Aq}, \bar{\text{Cl}} \text{ Aq}) = 9976 \quad \text{„ No. 561 — 62}$$

$$(\bar{\text{Na}} \text{ Aq}, \text{Cl H Aq}) = 13750 \quad \text{„ No. 14 — 16}$$

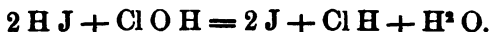
$$(\text{Cl}, \text{H}, \text{Aq}) = 39315 \quad \text{„ No. 489 — 89}$$

$$(\text{H}^2, \text{O}) = 68357 \quad \text{„ No. 505 — 07}$$

den Werth von (Cl, O, H Aq), so resultirt

$$(\text{Cl}, \text{O}, \text{H}, \text{Aq}) = 29963^\circ.$$

b) *Die Zersetzung der unterchlorigen Säure.* Wenn Jodwasserstoffsäure und unterchlorige Säure in wässriger Lösung auf einander reagiren, und von ersterer mehr als 2 Mol. gegen 1 Mol. der letzten zugegen sind, so werden beide Säuren sich gegenseitig zersetzen unter Bildung von Jod, Chlorwasserstoff und Wasser:



Die Reactions-Formel ist demnach

$$\bar{\text{Cl}} \text{ Aq}, 2 \text{ H J Aq} = (\text{Cl}, \text{H}, \text{Aq}) + (\text{H}^2, \text{O}) - (\text{Cl}, \text{O}, \text{H}, \text{Aq}) - 2 (\text{H}, \text{J}, \text{Aq}).$$

Die Berechnung von (Cl, O, H, Aq) stützt sich in diesem Falle auf die Bildungswärme des Chlorwasserstoffs, des Wassers und der Jodwasserstoffsäure. Nun ist (siehe unten)

$$(\bar{\text{Cl}} \text{ Aq}, 2 \text{ H J Aq}) = 51537^\circ \quad \text{Versuch No. 563 — 64}$$

$$(\text{H}, \text{J}, \text{Aq}) = 13171^\circ \quad \text{„ No. 496 — 98}$$

und es resultirt demnach

$$(\text{Cl}, \text{O}, \text{H}, \text{Aq}) = 29793^\circ.$$

1) Es bezeichnet der Strich über dem Radical ein Partikel Hydroxyl (vgl. diese Ann. Bd. 143, S. 524); es ist demnach $\bar{\text{Na}} = \text{Na O H}$, $\bar{\text{Cl}} = \text{Cl O H}$ usw.

Dieser aus der Zersetzung der unterchlorigen Säure bestimmte Werth stimmt sehr gut mit demjenigen, welchen ich oben aus der Bildung derselben Säure abgeleitet habe, und es ist kein Zweifel, daß der Mittelwerth

$$(\text{Cl, O, H, Aq}) = \begin{cases} a \dots 29963^\circ \\ b \dots 29793 \\ \text{Mittel } 29878^\circ \end{cases}$$

der Wahrheit sehr nahe kommt, indem beide Werthe sich auf genau bestimmte Wärmetönungen stützen.

3. Aus dieser GröÙe berechnet sich nun leicht die Wärmetönung verschiedener Reactionen, welche für die Anwendung der unterchlorigen Säure Bedeutung haben.

Die Säure kann oxydirend wirken, indem sie mit Sauerstoffabgabe in Chlorwasserstoffsäure umwandelt wird; die Wärmetönung ist in diesem Falle

$$(\text{H, Cl, Aq}) - (\text{Cl, O, H, Aq}) = 9437^\circ.$$

Die Säure kann ferner unter Mitwirkung von Chlorwasserstoffsäure sich in Chlor und Wasser umsetzen und als Chlor wirken; die Wärmetönung ist dann

$$(\text{H}^2, \text{O}) - (\text{Cl, H, Aq}) - (\text{Cl, O, H, Aq}) = - 836^\circ.$$

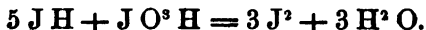
Im ersten Falle wird die Wärmetönung demnach um 9437° größer, als bei der directen Oxydation für jedes wirkende Sauerstoffatom; im zweiten Falle dagegen um $- 836^\circ$ als bei der directen Benutzung von 1 Mol. gasförmigen Chlors.

B. Die Bildung und Zersetzung der Jodsäure.

4. Die Affinität zwischen den Bestandtheilen der Jodsäure habe ich ebenfalls nach zwei Methoden bestimmt, indem in der einen der gewählten Reactionen eine Zersetzung der Jodsäure stattfindet, in der andern dagegen eine Bildung derselben.

a) *Die Zersetzung der Jodsäure.* Wenn Jodsäure und Jodwasserstoff in wässeriger Lösung sich gegenseitig zersetzen, so bilden sich Jod und Wasser. Zur vollständigen Zersetzung sind für jedes Mol. JO_3H drei Mole-

otile Jodwasserstoff nothwendig; und es bilden sich 3 Mol. Wasser und 3 Mol. Jod:



Die Wärmetönung dieser Reaction ist aus folgenden Gliedern zusammengesetzt

$$(5 \text{ J H Aq, J O}^3 \text{ H Aq}) = 3 (\text{H}^2 \text{ O}) - 5 (\text{J, H, Aq}) \\ - (\text{J, O}^3, \text{H, Aq}).$$

Die unten mitgetheilten Versuche haben für diese Reaction eine Wärmetönung

$(5 \text{ J H Aq, 3 O}^3 \text{ H Aq}) = 83332^\circ$ Versuch No. 565 — 67 gegeben. Der aus der Berechnung folgende Werth von $(\text{J, O}^3, \text{H, Aq})$ stützt sich demnach nur auf die für Wasser und Jodwasserstoff gefundenen und oben mitgetheilten Zahlen. Es resultirt

$$(\text{J, O}^3, \text{H, Aq}) = 55884^\circ.$$

b) *Die Bildung der Jodsäure.* Wenn unterchlorige Säure auf Jodwasserstoffsäure in wässeriger Lösung reagirt, und mehr als 3 Mol. Cl O H für jedes Mol. Jodwasserstoff zugegen sind, so bilden sich Jodsäure und Chlorwasserstoff:



Die Wärmetönung ist aus folgenden Gliedern zusammengesetzt:

$$(3 \text{ Cl Aq, J H Aq}) = \left\{ \begin{array}{l} \text{J, O}^3, \text{H, Aq} + 3(\text{Cl, H, Aq}) \\ - (\text{J, H, Aq}) - 3(\text{Cl, O, H Aq}). \end{array} \right.$$

Die Berechnung verlangt nur Kenntniß der Bildungswärme der Chlor- und Jodwasserstoffsäure und der unterchlorigen Säure; die letzte Gröfse darf wohl nach der oben mitgetheilten doppelten Bestimmung als genau bekannt betrachtet werden, die übrigen sind schon oben mitgetheilt. Nun ist nach den unten mitgetheilten Versuchen

$(3 \text{ Cl Aq, J H Aq}) = 70682^\circ$ Versuch No. 568 — 69 und wenn wir dann den oben bestimmten Werth

$$(\text{Cl, O, H, Aq}) = 29878^\circ$$

benutzen, resultirt

$$(\text{J, O}^3, \text{H, Aq}) = 55542^\circ.$$

Für die Affinität zwischen den Bestandtheilen der Jodsäure haben wir demnach die beiden folgenden Werthe, von welchen der eine durch Zersetzung, der andere durch Bildung der Jodsäure erhalten worden ist:

$$(J, O^3, H, Aq) = \begin{cases} a \dots 55884^{\circ} \\ b \dots 55542 \\ \text{Mittel } 55713^{\circ} \end{cases}$$

Der Mittelwerth dieser nur wenig von einander abweichenden Resultate darf wohl als endgültig angenommen werden.

C. Die Oxydation der Zinnchlorüre.

5. Wenn Chlor in eine wässrige Lösung von Zinnchlorür geleitet wird, so ist die Wärmetönung, wie es Hr. Berthelot zuerst nachgewiesen hat, variabel, je nachdem die Lösung eine grössere oder geringere Menge Chlorwasserstoffsäure enthielt. Hr. Berthelot sucht dieses Phänomen dadurch zu erklären, daß sich theils „basisches Salz“ in der Lösung bilde, theils eine Bildung von unterchloriger Säure statffinde. Meinen Untersuchungen zufolge kann die unterchlorige Säure nicht neben Zinnchlorür in der Lösung existiren und ich bin der Meinung, daß das Phänomen in anderer Art erklärt werden muß. Wenn Chlor in Zinnchlorürlösung geleitet wird, so daß noch ein Rest von Zinnchlorür in der Lösung bleibt, so resultirt eine Flüssigkeit, die um so stärker gelb gefärbt ist, als der Gehalt der Lösung an freier Chlorwasserstoffsäure geringer ist. Dieses scheint mir dadurch erklärt zu werden, daß sich bei der Reaction des Chlors auf Zinnchlorürlösung theilweise Metazinnsäure bildet. Die Lösungen verlieren selbst nach vielen Tagen nicht ihre gelbe Farbe. Wird aber Chlorwasserstoffsäure in hinlänglicher Menge zur gelben Flüssigkeit hinzugesetzt, so verschwindet die Farbe allmählig und es resultirt eine farblose Flüssigkeit, welche demnach die Zinnsäure in derselben Modification enthält, wie sie in der ebenfalls farblosen Lösung des Zinnchlorürs in Wasser enthalten ist.

Ich habe mich davon überzeugt, daß selbst 4 Mol. Chlorwasserstoff für jedes Mol. Zinnchlorür nicht völlig eine gelbe Färbung bei der Wirkung des Chlors verhindern können.

Da bei Reductionsversuchen mit Zinnchlorür auf nassem Wege sich ungefärbte Lösungen bilden, so war es nothwendig zur Bestimmung der Oxydationswärme des Zinnchlorürs das Chlor zu verlassen und andere Reactionen zu wählen, um einen Werth zu erhalten, der für spätere Anwendungen dienen kann.

6. Ich habe die Oxydationswärme des Zinnchlorürs nach *drei* verschiedenen Methoden bestimmt; *erstens* durch die Reaction von unterchloriger Säure auf Zinnchlorür, wo der Werth nur von der Bildungswärme der unterchlorigen Säure abhängig wird; *zweitens* durch die Reaction von Jodsäure auf Zinnchlorür, wodurch der Werth nur von demjenigen der Jodsäure abhängig wird, und der Werth der Jodsäure ist in der einen Versuchsreihe unabhängig von der unterchlorigen Säure bestimmt; *drittens* habe ich die Oxydationswärme durch eine Versuchsreihe ganz unabhängig von anderen Werthen bestimmt, wie ich es unten besprechen werde.

Erste Methode. Die Oxydation des Zinnchlorürs durch unterchlorige Säure geht sehr leicht vor sich in verdünnten Lösungen; ich habe mit einem kleinen Ueberschuß von Zinnchlorür gearbeitet, so daß die unterchlorige Säure vollständig reducirt wurde. Die Zinnchlorürlösung hatte 2 Mol. freien Chlorwasserstoff und entsprach demnach der Formel $\text{Sn Cl}^4 \text{H}^2$. Das Resultat der im Anfang mitgetheilten Versuche war folgender:

$(\text{Sn Cl}^4 \text{H}^2 \text{Aq}, \text{Cl O H Aq}) = 75048^\circ$. Versuch No. 570—71.

Die Reaction läßt sich folgendermaßen auffassen:



Die Wärmetönung wird demnach:

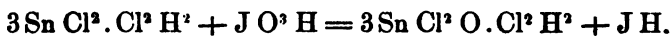
$75048^\circ = (\text{Sn Cl}^4 \text{H}^2 \text{Aq}, \text{O}) + \text{Cl}, \text{H}, \text{Aq}) - \text{Cl}, \text{O}, \text{H}, \text{Aq})$.

Die letzte Differenz ist nach dem oben Mitgetheilten 9437° und wir erhalten demnach

$$(\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, O}) = 65611^\circ$$

als die Oxydationswärme des Zinnchlorürs in saurer Lösung.

Zweite Methode. Die Reduction der Jodsäure mittelst Zinnchlorür, welches freien Chlorwasserstoff enthält, geht ebenfalls leicht vor sich, indem 3 Moleculs Zinnchlorür das Molecul der Jodsäure zu Jodwasserstoff reduciren:



Die calorische Reactionsformel wird

$$\begin{aligned} (3 \text{ Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, J O}^3 \text{ H Aq}) &= 3 (\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, O}) \\ &+ (\text{J, H, Aq}) - (\text{J, O}^3, \text{H, Aq}). \end{aligned}$$

Nach den im Anhang mitgetheilten Versuchen habe ich folgenden Werth gefunden

$$(3 \text{ Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, J O}^3 \text{ H Aq}) = 155488^\circ \text{ Vers. No. 572} - 73$$

und es resultirt demnach

$$\begin{aligned} 3 (\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, O}) + 13171 - 55713 &= 155488^\circ \\ (\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, O}) &= 66010^\circ. \end{aligned}$$

Dieser Werth ist 6 pro Mille grösser als der nach der ersten Methode bestimmte.

Dritte Methode. Wenn *erstens* ein Molecul einer sauren Zinnchlorürlösung mit übermangansaurem Kali oxydirt, *zweitens* ein Molecul derselben Zinnlösung mit einer Chlorwasserstoff enthaltenden Lösung von Wasserstoffhyperoxyd oxydirt wird, und *drittens* ein Molecul der letztgenannten Lösung mit übermangansaurem Kali unter Sauerstoffentwicklung zersetzt wird, so findet eine eigenthümliche Relation zwischen den diesen drei Reactionen entsprechenden Wärmetönungen statt. Addirt man die Wärmetönungen der beiden ersten Reactionen und subtrahirt von der Summe die Wärmetönung der dritten Reaction, so resultirt das Doppelte der Oxydationswärme des Zinnchlorürs, und man erhält demnach diesen Werth ohne daß die Benutzung anderer Werthe nöthig ist, d. h. unabhängig von der Bildungswärme des Wassers, der Chlorwasserstoffsäure und

anderen Werthen, die sonst bei den Berechnungen auftreten ¹⁾.

Es läßt sich die Richtigkeit dieses Schlusses leicht darlegen. Wenn übermangansaures Kali, $\text{Mn}^2\text{O}^8\text{K}^2$, bei Gegenwart von Chlorwasserstoffsäure und unter Abgabe von 5 Atomen Sauerstoff zersetzt wird, so bilden sich 2 Mol. Manganchlorür und 2 Mol. Chlorkalium. Die Wärmetönung entspricht der Formel

$$2(\overline{\text{Mn}}, \text{Cl}^2\text{H}^2\text{Aq}) + 2(\overline{\text{K}}\text{Aq}, \text{HClAq}) \\ = (2\overline{\text{Mn}}, \text{O}^8, 2\overline{\text{K}}\text{Aq}) = 5x.$$

Die Wärmetönung der ersten Reaction, in welcher Zinnchlorür durch übermangansaures Kali oxydirt wird, ist demnach

$$(\text{SnCl}^4\text{H}^2\text{Aq}, \text{O}) - x = a.$$

Die Wärmetönung der zweiten Reaction, in welcher Zinnchlorür mittelst Wasserstoffhyperoxyd oxydirt wird, ist

$$(\text{SnCl}^4\text{H}^2\text{Aq}, \text{O}) - (\text{H}^2\text{O}, \text{O}) = b.$$

Bei der dritten Reaction, wo Chlorwasserstoff haltender Wasserstoffhyperoxyd auf übermangansaures Kali reagirt, werden diese beiden Körper zersetzt, indem sich ebenfalls Wasser, Manganchlorür und Chlorkalium bilden und es ist die Wärmetönung

$$-x - (\text{H}^2\text{O}, \text{O}) = c.$$

Aus diesen drei Gleichungen resultirt nun

$$a + b - c = 2(\text{SnCl}^4\text{H}^2\text{Aq}, \text{O}),$$

d. h. das Doppelte der Oxydationswärme des Zinnchlorürs.

Das Detail der Versuche habe ich im Anfang mitgetheilt; die Resultate derselben sind die folgenden:

$$a = (\text{SnCl}^4\text{H}^2\text{Aq}, \frac{1}{5}\text{Mn}^2\text{O}^8\text{K}^2\text{Aq}) = 77345^\circ. \text{ Versuch} \\ \text{No. 576—77.}$$

$$b = (\text{SnCl}^4\text{H}^2\text{Aq}, \text{H}^2\text{O}^2.\text{H}^2\text{Cl}^2\text{Aq}) = 88820^\circ. \text{ Versuch} \\ \text{No. 574—75.}$$

$$c = (\frac{1}{5}\text{Mn}^2\text{O}^8\text{K}^2\text{Aq}, \text{H}^2\text{O}^2.\text{H}^2\text{Cl}^2\text{Aq}) = 34930^\circ. \text{ Versuch} \\ \text{No. 578—79.}$$

1) Es ist dieses nur ein Beispiel einer Methode, die ich die Kreismethode nenne; leider sind bis jetzt nur wenige derartige Kreisprocesse bekannt.

hieraus folgt dann

$$a + b - c = 166165 - 34930 = 131235$$

$$(\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, O}) = 65617^\circ.$$

7. Wir haben nun die Oxydationswärme des Zinnchlorürs nach drei von einander unabhängigen Methoden bestimmt, die Resultate sind folgende:

$$(\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, O}) = \begin{cases} 1. \text{ Methode } 65611^\circ \\ 2. \text{ Methode } 66010 \\ 3. \text{ Methode } 65617 \\ \text{Mittel } 65746^\circ. \end{cases}$$

Wie man sieht, stimmen diese Werthe gut mit einander überein, und man darf deshalb annehmen, daß der Mittelwerth der Wahrheit sehr nahe liegt.

Aus diesem Werth berechnet sich nun leicht die Wärmetönung, welche resultiren würde, wenn die *Zinnchlorürlösung mittelst gasförmigen Chlors oxydirt* würde, und wenn sich keine abnorme Zinnsäure bildete. Es ist nämlich

$$(\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, Cl}^2) = (\text{Sn Cl}^2 \text{ H}^2 \text{ Aq, O}) + 2 (\text{Cl, H, Aq}) - (\text{H}^2, \text{O}).$$

Da nun die letzte Differenz nach den mitgetheilten Daten

$$2.39315 - 68357 = 10273^\circ$$

beträgt, so resultirt

$$(\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, Cl}^2) = 76019^\circ.$$

Ich habe versucht diesen Werth direct zu bestimmen; die Versuche haben aber keine unter sich übereinstimmende Werthe gegeben, selbst wenn die Zinnchlorürlösung 4 Mol. freien Chlorwasserstoff enthielt. Ich habe Zahlen erhalten wie 76100, 76800, 75400 und 76400, im Mittel 76200°, welche Zahl wohl mit der oben bestimmten in Einklang steht, aber die einzelnen Resultate differiren ziemlich stark. Ueber die Genauigkeit des oben bestimmten Werthes 76019° kann aber wohl kein Zweifel seyn, da er nach drei, von einander unabhängigen Methoden mit übereinstimmenden Resultaten gefunden ist.

Der Werth 76019° weicht aber stark von dem von Hrn. Berthelot in *Bull. soc. chem.* Bd. XX p. 115 gegebenen 78600° ab. Ich bin der Meinung, daß die Ursache der von Hrn. Berthelot gefundenen größeren Zahl darin liegt, daß er die specifische Wärme der resultirenden Lösung zu gering geschätzt hat. Lösungen, die einen größeren Gehalt an Chlorwasserstoffsäure enthalten, haben nämlich eine verhältnißmäßig sehr niedrige specifische Wärme und das calorimetrische Aequivalent solcher Lösungen ist bedeutend geringer, als der Wassergehalt der Lösungen. Da Hr. Berthelot kein Detail bezüglich der Versuche mitgetheilt hat, läßt sich eine Berechnung nicht durchführen. Jedenfalls muß aber der von Ihm angegebene Werth zu hoch seyn.

D. Das Wasserstoffhyperoxyd als Oxydationsmittel.

8. Meine oben mitgetheilten Versuche über die Reduction von Wasserstoffhyperoxyd durch Zinnchlorür haben für diesen Proceß eine Wärmeentwicklung von 88820° gegeben. Nun ist nach dem sub. 7 Entwickelten die Oxydationswärme des Zinnchlorürs 65746°, und es resultirt dann als Differenz der beiden Zahlen

$$(H^2 O, O) = - 23074^\circ$$

d. h. die Wärmeentwicklung bei der Zersetzung des Wasserstoffhyperoxyd in Sauerstoff und Wasser beträgt 23074°. Da ferner die Bildungswärme des Wassers 68357 ist, wird diejenige des Hyperoxyds

$$(H^2, O^2) = (H^2, O) + (H^2 O, O) = 45283^\circ$$

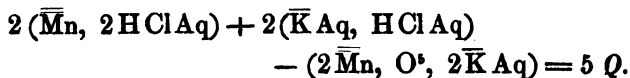
wenn es aus Wasserstoff und Sauerstoff gebildet wird. Wird ferner Wasserstoffhyperoxyd durch Wasserstoff zu Wasser reducirt, so ist die Wärmetönung

$$(H^2 O^2 Aq, H^2) = 2 (H^2, O) - (H^2, O^2) = 91431^\circ,$$

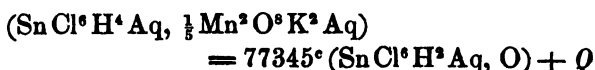
welche Werthe mit meinen früher mitgetheilten übereinstimmend sind.

E. Das übermangansaure Kali als Oxydationsmittel.

9. Die Wärmetönung bei der Zersetzung des übermangansauren Kali läßt sich nach den mitgetheilten Grö-
ßen berechnen. Wenn das Salz in einer Chlorwasserstoff
enthaltenden Lösung unter Abgabe von 5 Atomen Sauer-
stoff zersetzt wird, so ist die Wärmetönung



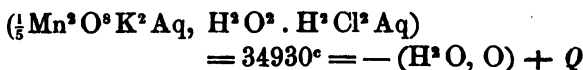
Ich werde diesen Werth mit $5Q$ bezeichnen; es ist
demnach Q der Werth, welcher einem Atom Sauerstoff
entspricht. Nun haben wir für die Zersetzung des über-
mangansauren Kali mittelst Zinnchlorür nach §. 6



und es resultirt dann

$$Q = 77345 - 65746^\circ = 11599^\circ.$$

Dieselbe GröÙe läßt sich aber aus einem andern Prozesse
finden. Oben haben wir für die Zersetzung des über-
mangansauren Kalis mittelst Wasserstoffhyperoxyd ge-
funden:



und es resultirt demnach

$$Q = 34930^\circ - 23074^\circ = 11856^\circ.$$

Für die Zersetzung des übermangansauren Kalis in
chlorwasserstoffsaurer Lösung *unter Abgabe von 5 Atomen*
Sauerstoff, resultirt demnach für jedes Atom Sauerstoff

$$\frac{1}{5}(\text{Mn}^2\text{O}^5\text{K}^2\text{Ag}, 6\text{HClAq}) = \begin{cases} a \dots 11599^\circ \\ b \dots 11856^\circ \end{cases}$$

Mittel 11727° .

Wird anstatt Chlorwasserstoffsäure Schwefelsäure zu
der Zersetzung benutzt, so wird die Wärmetönung um

2170° größer, wie ich es schon früher besprochen habe; es ist dann

$$\frac{1}{2}(\text{Mn}^2\text{O}^3\text{K}^2\text{Aq}, 3\text{SO}^3\text{Aq}) = 13897^\circ.$$

Da die Neutralisationswärme des Manganoxyduls und Kalihydrats nach meinen früheren Bestimmungen bekannt sind, so resultirt für die Bildungswärme des übermangansauren Kalis aus Manganoxydul, Kalihydrat und Sauerstoff

$$(2\overline{\text{Mn}}, \text{O}^3, 2\overline{\text{K}}\text{Aq}) = 73400 - 5 \cdot 11727 = 14765.$$

10. Die Wärmetönung, die bei der Zersetzung des obermangansauren Kalis *unter Entwicklung von 3 Atomen Sauerstoff* und Bildung von Manganhyperoxyd erfolgt, läßt sich ganz in der Art berechnen, wie ich es in meiner Abhandlung XII, §. 13 gezeigt habe, nur daß wir den neuen Werth für $(2\overline{\text{Mn}}, \text{O}^3, 2\overline{\text{K}}\text{Aq})$ und ebenfalls den unten bestimmten Werth

$$(2\text{Fe SO}^4\text{Aq}, \text{O}, \text{SO}^3\text{Aq}) = 38490^\circ$$

anstatt die dort benutzten einführen. Es resultirt dann aus der Zersetzung des Mangansulphats durch übermangansaures Kali für $(\overline{\text{Mn}}, \text{O})$ der Werth *a*, und aus der Zersetzung von Manganhyperoxyd durch schwefelsaures Eisenoxydul für dieselbe Reaction der Werth *b*, nämlich

$$(\overline{\text{Mn}}, \text{O}) = \begin{cases} \text{aus } a \dots 21249^\circ \\ \text{aus } b \dots 21774 \\ \text{Mittel } 21511^\circ. \end{cases}$$

Die dort angegebene Berechnung

$$2(\text{Mn}, \text{O}) + (2\overline{\text{Mn}}\text{O}, \text{O}^3, 2\overline{\text{K}}\text{Aq}) = 2\overline{\text{Mn}}, \text{O}^3, 2\overline{\text{K}}\text{Aq})$$

führt dann zum Resultat

$$(2\overline{\text{Mn}}\text{O}, \text{O}^3, 2\overline{\text{K}}\text{Aq}) = -28257^\circ.$$

Die Zersetzung ist demnach von einer Wärmeentwicklung begleitet, die für jedes Sauerstoffatom 9419° beträgt.

F. Die Oxydationswärme des Eisenchlorürs.

11. Die Oxydationswärme des Eisenchlorürs habe ich nach drei verschiedenen Methoden bestimmt, indem die Oxydation wohl durch unterchlorige Säure, als durch übermangansaures Kali und durch gasförmiges Chlor vollzogen wurde. Ich werde hier die Resultate mittheilen.

a) *Reduction von unterchloriger Säure* mittelst Eisenchlorürs. Es ist nach den im Anfang mitgetheilten Versuchen

$$(\text{Fe}^2 \text{Cl}^2 \text{H}^4 \text{A}, \text{Cl O H Aq}) = 54993^\circ \text{ Vers. No. 580} - 81$$

Das nun nach Abschnitt A

$$(\text{Cl}, \text{H}, \text{Aq}) - (\text{Cl}, \text{O}, \text{H}, \text{Aq}) = 9437^\circ$$

ist, so resultirt

$$(\text{Fe}^2 \text{Cl}^2 \text{H}^4 \text{Aq}, \text{O}) = 54993^\circ - 9437^\circ = 45556^\circ.$$

b) *Reduction von übermangansaurem Kali* mittelst Eisenchlorür. Es ist nach dem ebenfalls mitgetheilten Versuch

$$(\text{Fe}^2 \text{Cl}^2 \text{H}^4 \text{Aq}, \frac{1}{2} \text{Mn}^2 \text{O}^2 \text{K}^2 \text{Aq}) = 56715^\circ.$$

Versuch No. 582 — 83.

Nun ist nach Abschnitt F

$$\frac{1}{2} (\text{Mn}^2 \text{O}^2 \text{K}^2 \text{Aq}, \text{Cl H Cl Aq}) = 11727^\circ$$

und es resultirt dann

$$(\text{Fe}^2 \text{Cl}^2 \text{H}^4 \text{Aq}, \text{O}) = 56715^\circ - 11727^\circ = 44988^\circ.$$

c) *Oxydation von Eisenchlorür mittelst gasförmigen Chlors*. Nach dem im Anfang mitgetheilten Versuch ist

$$(\text{Fe}^2 \text{Cl}^2 \text{H}^2 \text{Aq}, \text{Cl}^2) = 55480^\circ \text{ Vers. No. 584} - 85.$$

Da nun ferner

$$\begin{aligned} (\text{Fe}^2 \text{Cl}^2 \text{H}^4 \text{Aq}, \text{O}) - (\text{H}^2, \text{O}) + 2(\text{Cl}, \text{H}, \text{Aq}) \\ = (\text{Fe}^2 \text{Cl}^2 \text{H}^2, \text{Aq}, \text{Cl}^2) \end{aligned}$$

und da

$$2(\text{Cl}, \text{H}, \text{Aq}) - (\text{H}^2, \text{O}) = 10273^\circ$$

so resultirt

$$(\text{Fe}^2 \text{Cl}^2 \text{H}^4 \text{Aq}, \text{O}) = 55480 - 10273^\circ = 45207^\circ.$$

12. Die Oxydationswärme des Eisenchlorürs ist demnach nach diesen drei Methoden bestimmt die folgende

$$(\text{Fe}^3 \text{Cl}^3 \text{H}^4 \text{Aq}, \text{O}) = \begin{cases} a \dots 45556^\circ \\ b \dots 44988 \\ c \dots 45207 \\ \text{Mittel } 45250^\circ. \end{cases}$$

Addiren wir zu dieser Zahl die oben besprochene Differenz 10273°, so resultirt als Mittel

$$(\text{Fe}^3 \text{Cl}^3 \text{H}^4 \text{Aq}, \text{Cl}^3) = 55523^\circ.$$

Aus diesen Zahlen lässt sich die Wärmeentwicklung berechnen, welche der *Oxydation des Eisenoxydulhydrats* entspricht, wenn es durch Sauerstoff in Oxydhydrat umgebildet wird. Es ist nämlich

$$\begin{aligned} (\text{Fe}^3 \text{Cl}^3 \text{H}^4 \text{Aq}, \text{O}) &= (2\overline{\text{Fe}}, \text{O}) + (2\overline{\text{Fe}}, 8\text{H Cl Aq}) \\ &\quad - 2(\overline{\text{Fe}}, 4\text{H Cl Aq}) \\ 45250 &= (2\overline{\text{Fe}}, \text{O}) + 33450^\circ - 42780^\circ. \end{aligned}$$

Diese beiden letzten Zahlen sind meiner Abhandlung X (diese Annal. Bd. 143, S. 529) entlehnt. Es resultirt demnach

$$(2\overline{\text{Fe}}, \text{O}) = 54580^\circ$$

als Oxydationswärme des Eisenoxydulhydrats.

Ferner lässt sich die *Oxydationswärme des schwefelsauren Eisenoxyduls* berechnen. Es ist

$$\begin{aligned} (2\text{FeSO}^4 \text{Aq}, \text{O}, \text{SO}^3 \text{Aq}) &= (2\overline{\text{Fe}}, \text{O}) + (2\overline{\text{Fe}}, 3\text{SO}^4 \text{Aq}) \\ &\quad - 2(\overline{\text{Fe}}, \text{S O}^3 \text{Aq}) = 54580 + 33750 - 49840. \end{aligned}$$

Die letzten Zahlen sind der nämlichen Abhandlung entlehnt. Es resultirt

$$(2\text{Fe S O}^4 \text{Aq}, \text{O}, \text{S O}^3 \text{Aq}) = 38490^\circ.$$

Während demnach die Wärmeentwicklung bei der Oxydation des Eisensulphats durch Sauerstoff 38490° für jedes Atom Sauerstoff beträgt, wird die Wärme um die besprochene Differenz 10273 größer, wenn die Oxydation durch Chlor vollzogen wird; es ist demnach

$$(2\text{Fe S O}^4 \text{Aq}, \text{Cl}^3) = 48763^\circ.$$

Dieser Werth gilt für die Oxydation in neutraler Flüssigkeit; ist ein Ueberschufs von Schwefelsäure zugegen, Poggendorff's Annal. Bd. CLI.

so wird die Wärmetönung gröfser, denn es addirt sich zur genannten Zahl der Werth

$$- 2(\text{Fe S O}^4 \text{ Aq, } n \text{ S O}^3 \text{ Aq}),$$

welcher schon für $n = 1$, d. h. wenn 1 Mol. freie Säure für jedes Mol. Eisensulphat zugegen, 1790° beträgt und mit n wächst. Hr. Berthelot hat l. c. für die Reaction von Chlor auf Eisensulphat Werthe zwischen 40800 und 54800 $^\circ$ gefunden, die hohen Werthe, wenn ein grofser Ueberschuß von Säure zugegen war. Meine Bestimmung 48713° gilt für die normale Lösung und darf wohl als genau angesehen werden, da sie sich auf die dreifache Bestimmung stützt.

G. Die Chromsäure als Oxydationsmittel.

13. Die Wärmetönung bei der Reduction der Chromsäure zu Chromoxyd ist mittelst Zinnchlorür bestimmt worden, und da ich die Oxydationswärme dieses Körpers corrigirt habe, muß diese neue Zahl in die Berechnung eingeführt werden. Meine mitgetheilten Versuche haben gegeben

$(3 \text{ Sn Cl}^6 \text{ H}^4 \text{ Aq, } 2 \text{ Cr O}^3 \text{ Aq}) = 219560^\circ$ Vers. No. 552 — 53
und es demnach

$$219560 = 3(\text{SnCl}^6 \text{ H}^4 \text{ Aq, O}) + (2 \overline{\text{Cr}}, 6 \text{ H Cl Aq}) - (2 \overline{\text{Cr}}, \text{O}^3 \text{ Aq})$$

$$= 3 \cdot 65746 + 41190 - (2 \overline{\text{Cr}}, \text{O}^3 \text{ Aq})$$

und es resultirt dann

$$(2 \overline{\text{Cr}}, \text{O}^3, \text{Aq}) = 18868^\circ,$$

woraus dann mit Hülfe der von mir früher publicirten Zahlen die Werthe für die übrigen Reactionen sich berechnen lassen.

H. Tabellarische Uebersicht der Resultate.

14. Die in meiner Abhandlung XII „Ueber die Reductions- und Oxydationsmittel“ Lit. K mitgetheilten Tafeln sind nach dem oben Entwickelten durch folgende zu ersetzen.

Tafel II. Reactionseonstanten der Reductionsmitel.

Der Proceß	Q	
(SO ³ Aq, Cl ²)	73907°	} für 1 Mol. Chlor
(Fe ² Cl ³ H ⁴ Aq, Cl ²)	55523	
(2FeSO ⁴ Aq, Cl ²)	48763	
(SnCl ⁶ H ⁴ Aq, Cl ²)	76019	
(SO ² Aq, O)	63634	} für 1 At. Sauerstoff
(Fe ² Cl ³ H ⁴ Aq, O)	45250	
(2FeSO ⁴ Aq, O, SO ⁴ Aq)	38490	
(SnCl ⁶ H ⁴ Aq, O)	65746	

Tafel III. Reactionsconstanten der Oxydationsmittel.

Reaction	Q	Disponible Sauerstoff- atome	Q pro 1 At. Sauerstoff
(Cl ² , H ² , Aq) — (H ² , O)	10273°	1	10273°
(Br ² , H ² , Aq) — (H ² , O)	—11605	1	—11605
(Br ² , Aq, H ²) — (H ² , O)	—12683	1	—12683
(Cl, H, Aq) — (Cl, O, H, Aq)	9473	1	9437
(Mn ² O ³ K ² Aq, 6H Cl Aq)	58635	5	11727
(Mn ² O ³ K ² Aq, 3SO ³ Aq)	69485	5	13897
(Mn ² O ³ K ² Aq, 2H Cl Aq)	55757	3	18586
(Mn ² O ³ K ² Aq, SO ³ Aq)	59547	3	19849
(Mn O, SO ³ Aq)	4969	1	4969
(2Cr O ³ Aq, 3SO ³ Aq)	30452	3	10151
—(2Mn O, O ³ , 2K Aq)	28257	3	9419
—(2Mn, O ⁵ , 2K Aq)	—14765	5	—2953
—(Mn, O)	—21511	1	—21511
—(2Cr, O ³ , Aq)	—18868	3	—6289
—(H ² O, O, Aq)	+23074	1	+23074
—(JH Aq, O ³)	—42542	3	—14181

Experimentelle Beilagen.

a. Die Reaction von Chlor auf wässrige Natronlösung.

14. In einen etwa 1,5 Liter fassenden Platinkolben, der mit den nöthigen Utensilien versehen ist, wie ich es früher beschrieben habe, wurde eine Natronlösung, dessen Stärke

$$\text{Na O H Aq} = 7228 \text{ Gr.}$$

war, mit trockenem Chlorgas theilweise gesättigt, so daß ein Ueberschuß an Natron in der Flüssigkeit blieb. Der ganze Apparat wurde vorher und nach dem Versuche gewogen, um die absorbirte Chlormenge annähernd zu bestimmen. Die genaue Bestimmung derselben wurde durch Titriren mit Zinnchlorür und übermangansaurem Kali bestimmt; die Stärke dieser Lösungen war

$$\frac{1}{5} \cdot \text{Mn}^2 \text{O}^5 \text{K}^2 \text{Aq} = 14734 \text{ Gr.}$$

$$\text{Sn Cl}^6 \text{H}^4 \text{Aq} = 6758 \text{ „}$$

Es wurde eine willkürliche Quantität der Zinnlösung abgewogen, mit einer zur vollständigen Oxydation derselben nicht hinreichenden Quantität der durch den Versuch erhaltenen Lösung von unterchlorigsaurem Natron versetzt, und zuletzt die Oxydation durch übermangansaures Kali vollzogen. Das Gewicht dieser drei Quantitäten ist in den Tafeln folgendermaßen bestimmt:

- α das Gewicht der Zinnchlorürlösung,
- β dasjenige des unterchlorigsauren Natrons,
- γ dasjenige des übermangansauren Kalis,
- Q die daraus resultirende Concentration der Lösung des unterchlorigsauren Natrons, d. h. wie groß das Gewicht der Flüssigkeit seyn muß, um 1 Mol. unterchloriger Säure zu enthalten. Ferner bezeichnet
- A das Gewicht der Natronlösung,
- B das Gewicht des absorbirten Chlors,
- a das calorische Aequiv. der resultirenden Flüssigkeit,
- p das calorische Aequiv. des Calorimeters,
- T die Temperatur der Luft,

t_1 diejenige der Natronlösung beim Anfang,
 t_2 diejenige derselben beim Schlufs der Versuche,
 R das Resultat für ein Mol. Chlor.

Die Berechnung geschieht folgendermafsen

$$Q = \frac{\beta}{\frac{\alpha}{6758} - \frac{\gamma}{14734}}$$

$$R = \frac{\alpha + p}{A + B} (t_2 - t_1) Q.$$

(2 $\bar{\text{N}}\text{a Aq}$, 2 Cl)

	No. 558	559	560
A	1200,02 Gr.	1201,02 Gr.	1199,90 Gr.
B	4,92 "	5,51 "	5,00 "
α	1195 "	1196 "	1195 "
p	16 "	16 "	16 "
T	18°,0	18°,0	18°,0
t_1	17,225	17,000	17,620
t_2	18,645	18,612	19,050
α	37,12 30,81	30,89 30,98	31,30 31,02
β	40,38 40,41	40,26 40,17	40,25 40,15
γ	46,52 32,68	28,70 28,86	33,37 32,85
Q	17296 17268	15351 15301	17012 17014
	<u>17282 Gr.</u>	<u>15326 Gr.</u>	<u>17013 Gr.</u>
R	24666°	24818°	24456°

Das Mittel dieser drei Versuche ist dann

$$(2 \bar{\text{N}}\text{a Aq}, 2 \text{Cl}) = 24647^\circ.$$

b. Neutralisationswärme der unterchlorigen Säure.

15. Lösungen von Natronhydrat und unterchloriger Säure, die für jedes Molecul etwa 400 Mol. Wasser enthielten, wurden mit einander gemischt. Die Concentration der Lösungen war

$$\text{Cl O H Aq} = 7523 \text{ Gr.}$$

$$\text{Na O H Aq} = 7228 \text{ "}$$

In jedem Versuche wurde $\frac{1}{16}$ Mol. jeder Flüssigkeiten benutzt, die Säure befand sich im oberen Behälter. Das

calorimetrische Aequiv. des Calorimeters betrug 8 Gr.; für jedes Molekül, demnach $16 \cdot 8 = 128$ Gr. Die beobachteten Temperaturen waren folgende, indem t_a und t_b beziehungsweise die Temperatur des oberen und des unteren Behälters bezeichnen, und t , die Temperatur der Mischung

($\overline{\text{Na Aq}}$, $\overline{\text{Cl Aq}}$)

	No. 561	562
T	$17^{\circ},5$	$17^{\circ},5$
t_a	$17^{\circ},525$	$17^{\circ},505$
t_b	$16^{\circ},805$	$16^{\circ},965$
t	$17^{\circ},845$	$17^{\circ},915$

Es ist zweckmäßig hier die Neutralisationswärme für die Temperatur der entstandenen Mischung zu berechnen, weil diese einer normalen Temperatur von 18° am nächsten liegt. Das calorimetrische Aequivalent der ersten Flüssigkeit ist 7470, dasjenige der zweiten 7166 und das Resultat wird demnach

$$R = (t_a - t_b) 7470 + (t - t_b) (7166 + 128).$$

Es resultirt dann beziehungsweise 9970° und 9982° , oder als Mittel

$$(\overline{\text{Na Aq}}, \overline{\text{Cl Aq}}) = 9976^{\circ}.$$

c. Reduction der unterchlorigen Säure durch Jodwasserstoffsäure.

16. Wenn ein Ueberschuß von Jodwasserstoff zugegen ist, reagiren diese beiden Körper so auf einander, daß Jod, Wasser und Chlorwasserstoff entstehen; es werden für diese Zersetzung 2 Mol. Jodwasserstoff verbraucht. Um nicht mit freier Jodwasserstoffsäure zu arbeiten, da sie sich ziemlich schnell in der Luft zersetzt, wandte ich ein Gemisch von gleichen Molekülen Jodkalium und Chlorwasserstoffsäure an. Da die Neutralisationswärme der Chlor- und Jodwasserstoffsäure gleich groß ist, so ändert sich dadurch nicht die Wärmetönung des Processes. Die Lösungen hatten folgende Concentrationen

$$A \dots \text{Cl O H Aq} = 7461 \text{ Gr.}$$

$$B \dots \text{JK.HClAq} = 3810 \text{ „}$$

In jedem Versuch wurde $\frac{1}{17}$ Mol. unterchloriger Säure und $\frac{1}{8}$ Mol. Jodkalium benutzt.

Da die *Formel für die Berechnung* der später folgenden Werthe dieselbe seyn wird, so werde ich sie hier entwickeln. Bezeichnen wir mit

- a das Gewicht der Flüssigkeit *A* der oberen Behälters,
- b das Gewicht der Flüssigkeit *B* des unteren Behälters,
- s_a die specifische Wärme der Flüssigkeit *A*,
- s diejenige der gemischten Flüssigkeiten,
- t_a die Temperatur der Flüssigkeit *A*,
- t_b die Temperatur der Flüssigkeit *B*,
- t die Temperatur der entstehenden Mischung,

so ist die im Calorimeter entwickelte Wärme, wenn der Proceß bei der Temperatur t , stattfände,

$$(t_a - t_a) a \cdot s_a + (t_b - t_b) (a + b) s.$$

Hierzu addirt sich noch die Erwärmung des Behälters, in welchem die Mischung stattfindet. Ist das calorimetrische Aequiv. des Behälters p , so ist diese Gröfse

$$(t_b - t_b) p.$$

Wenn nun in jedem Versuche $\frac{1}{16}$ Mol. der fraglichen Substanz (hier der unterchlorigen Säure) reagirt, so wird die Wärmetönung für das Molekül berechnet

$$R = (t_b - t_a) n \cdot a \cdot s_a + (t_b - t_b) n (a + b) s + p \quad (1)$$

Da t_b und t_a immer einander nahe liegen — es sind die Temperaturen der zu mischenden Flüssigkeiten — so wird das zweite Product den wesentlichsten Einfluß auf das Resultat ausüben. Wenn die specifische Wärme der fraglichen Flüssigkeiten nicht bekannt ist, so läßt sie sich nach meinen Untersuchungen (diese Annal. Bd. 142, S. 337) annähernd berechnen.

Wenn das Gewicht N eines Körpers in V Theilen Wasser gelöst, und die specifische Wärme der Lösung s ist, so bezeichnet

$$q = (N + V) s$$

diejenige Wassermenge, welche zur Erwärmung dieselbe Wärmemenge wie die Lösung erfordert. Ich nenne die-

sen Werth *das calorimetrische Aequivalent der Flüssigkeit*.
Setzen wir nun

$$q = (N + V)s = V - x,$$

so wird es für fast alle verdünnte Lösungen eine positive Größe, d. h. die Lösung erfordert zur Erwärmung eine geringere Wärmemenge als das Wasser, welches in der Lösung enthalten ist.

Die erste Approximation ist demnach $q = V$ zu setzen, und diese wird hinreichen, wenn es sich nur um kleine, wenig aufs Hauptresultat influirende Größen handelt; in anderen Fällen muß aber x mit in die Berechnung gezogen werden, wie ich es im vorliegenden Beispiele zeigen werde.

Die Versuche über die Reduction der unterchlorigen Säure mittelst Jodwasserstoff sind die folgenden.

$$\begin{aligned} &(\text{Cl Aq, 2 H Cl. H J}) \\ a &= \frac{1}{17} \text{ Mol. Cl O H} = 438,9 \text{ Gr.} \\ b &= \frac{1}{8} \text{ Mol. H Cl. K J} = 476,2 \text{ Gr.} \\ p &= 8 \text{ Gr.} \qquad n = 17. \end{aligned}$$

	No. 563	564
T	18°,0	18°,0
t_1	18°,155	18°,060
t_2	17°,920	17°,850
t_3	21°,430	21°,355

Aus diesen Zahlen soll nun die Wärmetönung pro Mol. Cl O H Aq berechnet werden. Es ist

$$a \cdot n = 438,9 \cdot 17 = 7461 = \text{Cl O H Aq} = A.$$

Das Gewicht von einem Molekül Cl O H ist $52 = N$; das Gewicht des Wassers der Lösung ist $7409 = V = q_1$ als die erste Approximation, welche für diesen Fall ausreicht, da q_1 nur mit $(t_1 - t_2)$ multiplicirt werden soll. Das Gewicht der entstandenen Mischung ist pro Molekül Cl O H

$$17 (438,9 + 476,2) = 15557 = C.$$

Da 2 Mol. Jodwasserstoff und 1 Mol. unterchloriger Säure sich folgendermaßen umsetzen



so hat die Lösung C folgende Zusammensetzung



es bleibt nämlich der Ueberschuß von $\frac{1}{8}$ Mol. $K J . H Cl$ unverändert in der Lösung. Das calorimetrische Aequiv. dieser Lösung berechnet sich nun folgendermaßen

	<i>N</i>	<i>x</i>
für J^2	245	— 14
2 K Cl	149	+ 48
H Cl	36	+ 32
$(\frac{1}{8} K J . H Cl)$	25	+ 7
$N + x =$	464	+ 73 = 537.

Es wird dann

$$q. = 15557 - (N + x) = 15020 \text{ Gr.}$$

Da das Jod hier als fester Körper auftritt, muß seine Molekularwärme in Rechnung gebracht werden; deshalb ist für Jod $x = -14$. Da nun

$$\begin{aligned} n . a . s. &= q. \\ n (a + b) s. &= q. \\ n . p &= 17,8 = 136 \end{aligned}$$

so resultirt zur Berechnung der Versuche die Formel

$$R = (t_1 - t_2) q. + (t_1 - t_2) (q. + n . p) \quad . \quad (2)$$

oder für unseren speciellen Fall

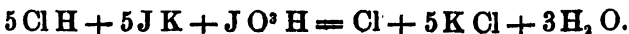
$$R = (t_1 - t_2) 7409 + (t_1 - t_2) (15020 + 136).$$

Das Resultat wird dann für die beiden Versuche bezugsweise 51487 und 51587° oder im Mittel

$$(Cl O H Aq, 2 H J Aq) = 51537°.$$

d. Reduction der Jodsäure mittelst Jodwasserstoff.

17. Ebenso wie in den vorhergehenden Versuchen wurde anstatt reiner Jodwasserstoffsäure eine Mischung von Jodkalium und Chlorwasserstoffsäure benutzt. Die Reaction ist die folgende



In jedem Versuche wurde $\frac{1}{40}$ Mol. Jodsäure durch $\frac{1}{8}$ Mol. Jodwasserstoff reducirt. Die Stärke der Lösungen war

$$A = \text{H J O}^3 \text{ Aq} = 18328$$

$$B = \text{H Cl} \cdot \text{K J Aq} = 3803.$$

Die Versuche selbst gaben folgende Resultate

$$(5 \text{ J K} \cdot \text{Cl H Aq}, \text{J O}^3 \text{ H Aq})$$

$$a = \frac{1}{40} \text{ J O}^3 \text{ H Aq} = 458,2$$

$$b = \frac{1}{8} \text{ H Cl} \cdot \text{K J Aq} = 475,4$$

$$q = 8 \text{ Gr.} \quad n = 40.$$

	No. 565	566	567
<i>T</i>	18°,5	18°,5	18°,0
<i>t.</i>	18°,580	18°,620	17°,990
<i>t.</i>	18°,650	15°,580	17°,725
<i>t.</i>	20°,900	20°,880	20°,150
<i>R</i>	83281°	83114°	83600°.

Die Berechnung wird nach der Formel (2) durchgeführt. Es ist

$$q \cdot 18328 - \text{J O}^3 \text{ H} = 18152 \text{ Gr.}$$

Die Mischung erhält folgende Zusammensetzung und Gewicht

$$\text{Cl J} + 5 \text{ K Cl} + V = n(a + b) = 37343 \text{ Gr.}$$

Der Werth

$$q \cdot n(a + b) s = n(a + b) - N - x$$

wird folgendermaßen berechnet.

$$\begin{array}{rcl}
 \text{Für } 6 \text{ J} & \overset{N}{762} & - \overset{x}{42} \\
 5 \text{ K Cl} & 372 & + 120 \\
 \hline
 N + x & 1134 & + 78 = 1212 \text{ Gr.} \\
 & n(a + b) & = 37343 \text{ Gr.} \\
 q \cdot n(a + b) - (N + x) & = & 36131 \text{ Gr.}
 \end{array}$$

Die Formel für die Berechnung wird demnach

$$R = (t. - t.) 18152 + (t. - t.) (36131 + 320).$$

Das Mittel der oben angegebenen Resultate ist

$$(5 \text{ J K} \cdot \text{HCl Aq}, \text{J O}^3 \text{ H Aq}) = 83332°.$$

e. Bildung von Jodsäure aus Jodwasserstoff und unterchloriger Säure.

18. Zur vollständigen Oxydation des Jodwasserstoffs zu Jodsäure sind 3 Moleküle unterchloriger Säure nöthig. Anstatt Jodwasserstoff wurde Jodkalium benutzt; die Wärmetönung erleidet dadurch keine Aenderung, weil die Neutralisationswärme der Jod- und Chlorwasserstoffsäure und der Jodsäure gleich groß sind. In jedem Versuche wurde $\frac{1}{25}$ Mol. Jodkalium vollständig oxydirt. Die Einzelheiten der Versuche sind die folgenden:

(KJ Aq, 3Cl H Aq)

A KJ Aq = 11265

B ClOH Aq = 3615

a $\frac{1}{25}$ KJ Aq = 450,6

b 450 Gr. Chlor in der Lösung

p 8 Gr. $n = 25$.

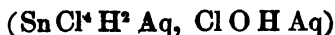
	No. 568	569
T	18°,0	18°,0
t ₁	17,915	17,995
t ₂	18,070	18,143
t ₃	21,160	21,233
R	70722°	70642°.

Es ist für die Berechnung $q_a = 11081$ und $q_c = 22522$ gesetzt. Das Mittel der Resultate ist

(KJ Aq, 3ClOH Aq) = 70682°.

f. Oxydation des Zinnchlorürs mittelst unterchloriger Säure.

19. Es wurde in jedem Versuche $\frac{1}{24}$ Mol. unterchlorige Säure mittelst $\frac{1}{24}$ Mol. Zinnchlorür vollständig reducirt, und es blieb demnach ein Rest von dem letzten Körper in der Lösung. Es ist demnach hier $n = 24$. Die Zinnlösung enthielt 2 Mol. freien Chlorwasserstoff. Das Detail ist folgendes:



$$A \quad \text{Cl O H Aq} = 10073 \text{ Gr.} \quad a = \frac{1}{14} \text{ Mol. Cl O H Aq} = 419,7$$

$$B \quad \text{Sn Cl}^4 \text{H}^2 \text{Aq} = 10258 \text{ Gr.} \quad b = \frac{1}{14} \text{ Mol. Sn Cl}^4 \text{H}^2 \text{Aq} = 466,2$$

$$p = 8 \text{ Gr.}$$

$$n = 24$$

$$q_0 = 10019$$

$$q_1 = 20821.$$

	No. 570	571
<i>T</i>	18°,6	18°,6
<i>t.</i>	18,752	18,740
<i>t.</i>	18,800	18,950
<i>t.</i>	22,350	22,420
<i>R</i>	75077°	75019°

Die Berechnung des Werthes q_1 ist die folgende. Die Zusammensetzung und das Gewicht der Flüssigkeit nach den Versuchen ist

$$\text{Sn O Cl}^2 + 3 \text{Cl H} + \frac{1}{11} \text{Sn Cl}^4 \text{H}^2 + V = 21262 \text{ Gr.}$$

	<i>N</i>	<i>x</i>
für $\text{Sn O}^2 \text{Cl}^2$	206	
3Cl H	109	96
$\frac{1}{11} \text{Sn Cl}^4 \text{H}^2$	24	6
	<hr/>	
	$N + x = 339 + 102 =$	441
	$n(a + b) =$	21262
	$q =$	<hr/> 20821.

Das Mittel der eben besprochenen Versuche ist

$$(\text{Sn Cl}^4 \text{H}^2 \text{Aq}, \text{Cl O H Aq}) = 75048^\circ.$$

g. Oxydation des Zinnchlorürs mittelst Jodsäure.

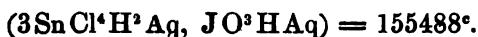
20. Die Versuche wurden ganz in derselben Weise wie die vorhergehenden durchgeführt. Das Detail ist folgendes



A	$\text{JO}^3 \text{ H Aq} = 21969 \text{ Gr.}$	$a = \frac{1}{48} \text{ JO}_2 \text{ H Aq} = 457,7$
B	$\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq} = 7486 \text{ Gr.}$	$b = 480 \text{ Gr. Zinnlösung}$
	$p = 8 \text{ Gr.}$	$q_s = 21793 \text{ Gr.}$
	$n = 48$	$q_e = 43760 \text{ Gr.}$

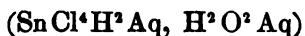
	No. 572	573
T	18°,0	18°,0
t.	17,870	17,845
t.	17,705	17,685
t.	21,305	21,290
R	155323°	155653°

Es wird demnach in diesen Versuchen die Jodsäure vollständig reducirt und es bleibt ein Ueberschuß von Zinnchlorür. Das Mittel der beiden Versuche ist



h. Oxydation von Zinnchlorür mittelst Wasserstoffhyperoxyd.

21. Die Concentration des Wasserstoffhyperoxyds wurde durch Titiren auf der Waage mittelst Zinnchlorür und übermangansäuren Kalis bestimmt, alsdann mit 2 Mol. Chlorwasserstoff gemischt, auf den zweckmäßigen Verdünnungsstoff gebracht und dann nochmals titirt. Da für die Bestimmung sub 10 eine mit Chlorwasserstoff versetzte Lösung von Wasserstoffhyperoxyd benutzt werden muß, so wurde auch in der vorliegenden Bestimmung diese Flüssigkeit benutzt. Die Zinnchlorür-Lösung ist in den Versuchen im Ueberschuß, während das Wasserstoffhyperoxyd vollständig reducirt wird. Das Detail der Versuche ist folgendes:



A	$\text{H}^2 \text{ O}^2 \text{ Aq} = 11404 \text{ Gr.}$	$a = \frac{1}{3} \text{ H}^2 \text{ Cl}^2 \text{ Aq} = 456,2 \text{ Gr.}$
B	$\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq} = 10261 \text{ Gr.}$	$b = \frac{1}{17} \text{ Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq} = 466,4 \text{ Gr.}$
	$p = 8 \text{ Gr.}$	$q_s = 11295 \text{ Gr.}$
	$n = 25$	$q_e = 22541 \text{ Gr.}$

	No. 574	575
<i>T</i>	19°,0	19°,0
<i>t.</i>	18,755	18,855
<i>t.</i>	18,000	18,115
<i>t.</i>	22,282	22,387
<i>R</i>	88849	88792.

Die Flüssigkeit hat nach der Mischung die Zusammensetzung



In Analogie mit dem früher Entwickelten findet man

$$N + x = 387 + 137,$$

woraus dann der obere zur Berechnung benutzte Werth von *q.* folgt. Der Mittelwerth der Versuche ist

$$(\text{Sn Cl}^4 \text{ H}^2 \text{ Aq, H}^2 \text{ O}^2 \text{ Aq}) = 88820^\circ$$

i. Oxydation von Zinnchlorür mittelst übermangansauren Kalis.

22. Die Versuche wurden ganz wie die vorhergehenden angestellt. Auch hier ist ein Ueberschuß von Zinnchlorür, so daß die Uebermangansäure völlig reducirt wird. Da 1 Mol. übermangansaures Kali ($\text{Mn}^2 \text{ O}^8 \text{ K}^2$) fünf Atom Sauerstoff abgibt, so ist das Resultat auf $\frac{1}{5}$ Mol. $\text{Mn}^2 \text{ O}^8 \text{ K}^2$ zu berechnen. Das Detail der Versuche ist folgendes:

$$(\text{Sn Cl}^6 \text{ H}^4 \text{ Aq, } \frac{1}{5} \text{ Mn}^2 \text{ O}^8 \text{ K}^2 \text{ Aq})$$

$$A \quad \text{Mn}^2 \text{ O}^8 \text{ K}^2 \text{ Aq} = 5.10810 \text{ Gr.} \quad a = \frac{1}{5} \cdot \frac{1}{21} \cdot \frac{1}{5} \text{ Mn}^2 \text{ O}^8 \text{ K}^2 \text{ Aq} = 450,4 \text{ Gr.}$$

$$B \quad \text{Sn Cl}^6 \text{ H}^4 \text{ Aq} = 10850 \text{ Gr.} \quad b = 460 \text{ Gr. Zinnlösung}$$

$$p = 8 \text{ Gr.} \quad q_a = 10747 \text{ Gr.}$$

$$n = 24 \text{ Gr.} \quad q. = 21338 \text{ „}$$

	No. 576	577
<i>T</i>	18°,2	18°,2
<i>t.</i>	18°,125	18°,115
<i>t.</i>	18°,300	18°,160
<i>t.</i>	21°,805	21°,730
<i>R</i>	77344°	77345.

Das Mittel dieser beiden Versuche ist

$$(\text{Sn Cl}^6 \text{ H}^4 \text{ Aq, } \frac{1}{5} \text{ Mn}^2 \text{ O}^8 \text{ K}^2 \text{ Aq}) = 77345^\circ.$$

k. Gemeinschaftliche Reduction von Wasserstoffhyperoxyd und übermangansaurem Kali.

23. Die Lösung des Wasserstoffhyperoxyd enthielt 2 Mol. Chlorwasserstoffsäure; es war ein kleiner Ueberschuß desselben zugegen, so daß die Uebermangansäure völlig reducirt wurde. Die Reduction geht genau so, daß gleich viel Sauerstoff von beiden Körpern sich abscheidet. Das Detail der Versuche ist folgendes:



$$A \quad H^2 O^2 Aq = 11400 \text{ Gr.} \quad a = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{5} Mn^2 O^8 K^2 Aq = 435,2$$

$$B \quad Mn^2 O^8 K^2 Aq = 5.10873 \text{ Gr.} \quad b = \frac{1}{14} H^2 O^2 \cdot H^2 Cl^2 Aq = 475$$

$$p = 8 \text{ Gr.} \quad q = 10810 \text{ Gr.}$$

$$n = 25 \text{ Gr.} \quad q = 22574 \text{ Gr.}$$

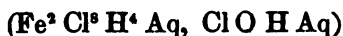
	No. 578	579
<i>T</i>	19°,0	19°,0
<i>t_a</i>	19°,055	19°,065
<i>t_b</i>	18°,715	18°,690
<i>t_c</i>	20°,415	20°,410
<i>R</i>	35041°	36119°

Das Molekül aus beiden Versuchen ist 35080°. Es bedarf aber einer kleinen Berichtigung, denn die etwa 22 Liter Flüssigkeit, welche der Mischung entsprechen, haben etwa 840° Sauerstoff gelöst. Setzen wir die Absorptionswärme desselben zu 4000°, so beträgt die Correction 150° und das Resultat wird

$$(H^2 O^2 Aq, \frac{1}{5} Mn^2 O^8 K^2 Aq) = 34930°.$$

l. Die Oxydation von Eisenchlorür durch unterchlorige Säure.

In jedem Versuche wurde 0,03 Mol. unterchloriger Säure mittelst eines geringen Ueberschusses von Eisenchlorür vollständig reducirt. Die Eisenlösung hatte die Zusammensetzung $Fe Cl^2 + 2 H Cl$. Das Detail ist folgendes:



A $\text{Cl O H Aq} = 15365 \text{ Gr.}$ $a = 0,03 \text{ Cl O H Aq} = 460,95$

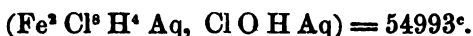
B $\text{Fe}^2 \text{Cl}^3 \text{H}^4 \text{Aq} = 14300 \text{ Gr.}$ $b = 470 \text{ Gr. Eisenlösung}$

$p = 8 \text{ Gr.}$ $q_a = 15312 \text{ Gr.}$

$n = 33\frac{1}{2}$ $q_e = 30369 \text{ Gr.}$

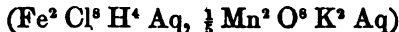
	No. 580	581
T	$18^{\circ},1$	$18^{\circ},1$
t_a	$18^{\circ},395$	$18^{\circ},240$
t_i	$18^{\circ},075$	$18^{\circ},020$
t_e	$20^{\circ},025$	$19^{\circ},930$
R	54840°	$55,146$

Das Mittel dieser beiden Versuche ist



m. Oxydation von Eisenchlorür mittelst übermangansauren Kalis.

24. In jedem Versuche wurde $\frac{1}{120}$ Mol. $\text{Mn}^2 \text{O}^3 \text{K}^3$ vollständig mittelst Eisenchlorürlösung im geringen Ueberschuss reducirt. Das Detail ist folgendes:



A $\text{Mn}^2 \text{O}^3 \text{K}^3 \text{Aq} = 5.10810 \text{ Gr.}$ $a = 450,4 \text{ Gr. Manganlösung}$

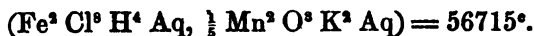
B $\text{Fe}^2 \text{Cl}^3 \text{H}^4 \text{Aq} = 11060 \text{ Gr.}$ $b = 470,0 \text{ Gr. Eisenlösung}$

$p = 8 \text{ Gr.}$ $q_a = 10847 \text{ Gr.}$

$n = 24$ $q_e = 21494 \text{ Gr.}$

	No. 582	583
T	$18^{\circ},0$	$18^{\circ},0$
t_a	$18^{\circ},015$	$18^{\circ},055$
t_i	$18^{\circ},260$	$18^{\circ},225$
t_e	$20^{\circ},753$	$20^{\circ},750$
R	56829°	56601°

Das Mittel der beiden Versuche ist



n. Oxydation von Eisenchlorür mittelst Chlor.

25. Eine Lösung von Eisenchlorür mit freier Chlorwasserstoffsäure $\text{Fe}^2 \text{Cl}^4 + 2 \text{Cl H}$ wurde mit gasförmigem Chlor oxydirt. Der Gehalt der Lösung an Eisenchlorür

wurde vor und nach dem Versuche mittelst übermangansauren Kalis bestimmt. In der folgenden Tafel bezeichnen m und m_1 dasjenige Gewicht der Lösung, welches vor und nach dem Versuch das der Formel $\text{Fe}^2 \text{Cl}^6$ entsprechende Gewicht Eisenchlorür enthielt, und x den daraus berechneten Grad der Zersetzung, d. h. wie viele Molecüle Chlor die Lösung pro Molecül $\text{Fe}^2 \text{Cl}^6$ aufgenommen hatte. Die Berechnung geschah in der Art, wie ich es bei der Reaction ($2\bar{\text{Na}} \text{Aq}, \text{Cl}^2$) besprochen habe. Das Detail ist folgendes

	(Fe ² Cl ⁶ H ² Aq, Cl ²)	
	No. 584	585
m	19900 Gr.	19943 Gr.
m_1	72210 „	204780 „
x	0,7237	0,9023
a	1550 Gr.	1120 Gr.
$q.$	19511 „	19554 „
T	18°,5	18°,5
t_1	17°,700	17°,910
t_2	19°,740	20°,428
R	55580°	55380°

Das Mittel der beiden Versuche ist demnach

$$(\text{Fe}^2 \text{Cl}^6 \text{H}^2 \text{Aq}, \text{Cl}^2) = 55480^\circ.$$

Die Berechnung geschieht nach der schon in der vorhergehenden Abhandlung bestimmten Formel

$$R = \frac{m_1 + 71}{m_1 - m} \left(q. + \frac{m}{a} \cdot 16 \right) (t_2 - t_1).$$

Alle hier mitgetheilten Bestimmungen sind bei einer 18° sehr nahe liegenden Temperatur bestimmt; es ist diese die Temperatur, welche ich bei allen meinen Arbeiten als die normale benutze, und für welche demnach die Zahlen gültig sind.

Kopenhagen, November 1873.

III. *Ueber fortführende Entladungen der Elek- tricität; von Dr. W. C. Röntgen.*

Die Veranlassung zu den im Folgenden mitgetheilten Untersuchungen war der Wunsch, die Erscheinungen und Bedingungen näher kennen zu lernen, welche das Auftreten der von Hrn. Kundt zuerst beobachteten, elektrischen Staubfigur auf Leitern begleiten. Es sind, soweit mir bekannt ist, über diesen Gegenstand drei Abhandlungen erschienen¹⁾; da dieselben jedoch noch manche Frage, insbesondere die nach einer genügenden Erklärung der Erscheinung, unbeantwortet lassen, halte ich eine nochmalige, eingehende Behandlung des Gegenstandes für genugsam motivirt. In der ersten dieser Abhandlungen wurde von Hrn. Kundt die Beobachtung mitgetheilt, daß jedesmal, wenn eine elektrische Entladung zwischen einer mit Lycopodium bestreuten Metallplatte und einer nahen, feinen Metallspitze in freier Luft stattfindet, auf dieser Platte nach vorsichtigem Abklopfen des überflüssigen Pulvers ein scharf begränzter, kreisförmiger Staubleck liegen bleibt; die Figur wurde am besten auf einer rauhen Zinkplatte und bei negativer Ladung der Spitze erhalten. Aus einigen vorläufigen Versuchen erkannte der Verfasser eine Abhängigkeit der Größe dieses Kreises von dem Potentialwerth der entladenen Elektricität und von dem Abstand der Spitze von der Platte. Später veröffentlichte Herr Schneebeli einige von Hrn. Kundt in dieser Hinsicht veranlaßte, messende Versuche und Hr. Karras widmete seine Aufmerksamkeit dem speciellen Einfluß des geänderten Potentialwerthes der entladenen Elektricität. In dem Folgenden wird zuerst das von mir gesammelte Beobachtungsmaterial mitgetheilt; sodann wird ersichtlich werden, wie ich durch die erhaltenen Resultate und durch Beach-

1) Kundt, Pogg. Ann. Bd. 136, S. 612. — Karras, Pogg. Ann. Bd. 140, S. 160. — Schneebeli, Züricher Vierteljahrsschr. 1872.

tung von verwandten Erscheinungen auf eine Erklärung des Phänomens geführt wurde; und schliesslich soll gezeigt werden, dass die gewonnenen Anschauungen verwendbar sind zur Erklärung von verschiedenen Entladungserscheinungen der Elektrizität, insbesondere derjenigen, welche in letzterer Zeit von Hrn. Guthrie beschrieben wurden ¹⁾.

§. 1. *Abhängigkeit der Staubkreisdimensionen von den verschiedenen Gasen, in welchen die Entladung vorgeht.* Fig. 1 Taf. III verdeutlicht den benutzten Apparat. *A* ist eine gläserne Glocke mit Tubus, durch welchen eine mit feiner Spitze (Nähnadel) versehene Messingstange *B* isolirt gehalten wird. Dieser Spitze senkrecht gegenüber liegt auf einem Isolirtischchen eine kreisrunde, mit Lycopodium bestreute Zinkplatte von 285^{mm} Durchmesser; die Glocke, welche am untern Rande abgeschliffen ist, kann luftdicht auf diese Platte aufgesetzt werden. Durch die beiden Glasröhren *ab* wird die Glocke mit verschiedenen Gasen gefüllt. Ist nun die Spitze *B* in leitender Verbindung mit der äusseren, nicht isolirten Belegung einer Leydener Flasche *C* und verbindet man die vom Conductor *D* einer Elektrisirmaschine (immer positiv) geladene, innere Belegung der Flasche mit der Zinkplatte, so wird die zur Bildung der Staubfigur erforderliche Entladung zwischen der Spitze und der Platte eintreten. Indem ich nun bei den folgenden, in dieser Weise angestellten Versuchen die Stärke der Ladung und den Abstand der Spitze von der Platte constant hielt, und nur die Art des Gases in der Glocke wechselte, bekam ich folgende Resultate:

Gasart in der Glocke	Durchmesser des Staub- kreises in Millimetern
Luft	72
Kohlensäure	79
Leuchtgas	90
Wasserstoff	93

1) Phil. Mag. 1873. Heft 8.

Ich muß nun gleich bemerken, daß diese Werthe die Mittel sind aus Zahlen, die ziemlich von einander abweichen und daß dieselben nur beweisen können, daß die nach der Größe der erhaltenen Staubkreise geordnete Reihenfolge der Gase übereinstimmt mit derjenigen von Faraday für die Schlagweite gefundenen. Die Ursache dieser Abweichungen liegt einestheils in dem störenden, elektrischen Einfluß der Glasglocke, welche nicht durch eine Metallglocke ersetzt werden darf, wenn man Apparate von großen Dimensionen vermeiden will. Andererseits sind Fehlerquellen vorhanden, von denen unten ausführlich die Rede seyn wird. Aus diesem Grund führte ich keine weitere Versuche mit andern Gasen aus, sondern widmete meine Hauptaufmerksamkeit dem eigentlichen Vorgang der Entladung und den weitem Nebenumständen, welche denselben beeinflussen.

§. 2. Hr. Schneebeli macht die Mittheilung, daß die Kreise bei Verdünnung der Luft, in welcher die Entladung vorgeht, größer werden; die Versuche beweisen ebenfalls, daß die Spitzenentladung durch die Art und den Zustand des Gases ähnlich beeinflusst wird, wie die Funkenentladung.

§. 3. *Abhängigkeit der Kreisdimensionen von der Dicke der aufgestreuten Lycopodiumschicht.* Eine der oben erwähnten Fehlerquellen ist in der Verschiedenheit der Dicke der Lycopodiumschicht vorhanden; ich erhielt unter sonst gleichen Umständen ¹⁾ Kreise, welche regelmäfsig mit der Dicke der Schicht von 75 auf 90^{mm} Durchmesser zunahmen. Dieselbe Zunahme des Durchmessers findet statt, wenn ein anderer Halbleiter, wie z. B. ein Blatt Papier, auf die Metallscheibe gelegt und auf demselben der Staubkreis erzeugt wird. Bei Maafsbestimmungen des Staubkreises ist somit unumgänglich nothwendig, daß man einen Versuch öfters wiederhole, und sich durch einige Uebung an eine nicht zu variable Lycopodiummenge gewöhne, sonst

1) Bei diesen und den folgenden Versuchen befindet sich die Spitze in freier Luft, also ohne Umhüllung der Glasglocke.

erhält man leicht Resultate, welche bei einer genauern Beobachtung nicht stichhaltig sind.

§. 4. *Abhängigkeit der Kreisdimensionen von der Gröfse der Metallplatte.* Wird der Staubkreis auf die oben beschriebene Weise erzeugt, inducirt somit die Platte die Spitze, so fand ich, dafs die Gröfse des Kreises in hohem Maafse abhängig ist von der Gröfse der angewendeten Metallplatte. Folgende drei Versuchsreihen mögen dasselbe bestätigen.

Durch- messer der Platten	Durchmesser der Kreise.								
	I.			II.			III.		
	Beob.	Ber.	Diff.	Beob.	Ber.	Diff.	Beob.	Ber.	Diff.
40	25	25,0	+0,0	25,0	26,2	-1,2	31	31,5	-0,5
82	46	42,6	+3,4	43,0	42,1	+0,9	50	49,5	+0,5
131	57	57,0	+0,0	52,5	53,5	-1,0	61	62,2	-1,2
181	67	67,5	-0,5	62,0	61,4	+0,6	70	70,6	-0,6
285	82	82,0	+0,0	70,5	71,2	-0,7	82	81,0	+1,0
□ Platte 48/39	94								

Bei der ersten Reihe war die Platte positiv geladen, der Abstand der Spitze von der Platte constant = 42^{mm}. Bei der zweiten stand die Platte mit der nach vorgenommenen Ladung isolirten, äufsern Belegung der Flasche in Verbindung und war somit negativ. Spitzendistanz 30,5^{mm}. Die Versuche der dritten Reihe wurden unter denselben Verhältnissen (gleicher Ladung und gleicher Spitzendistanz) wie die der zweiten angestellt, nur war die Platte mit der inneren, positiven Belegung der Flasche in Berührung. Jede Zahl, welche die Gröfse des Staubkreises angiebt, ist das Mittel aus sechs Beobachtungen. In Fig. 2, 3, 4 Taf. III ist obige Tabelle graphisch dargestellt, indem als Ordinaten die Durchmesser der Staubkreise und als Abscissen die zugehörigen Durchmesser der Platten aufgetragen wurden. Diese Zeichnungen, sowie eine kurze Ueberlegung des Sachverhaltes, führen zu der Vermuthung, dafs sich die

den Durchmesser des Staubkreises repräsentirenden Ordinate, bei fortwährend wachsender Abscisse (Plattengröße), einem bestimmten, endlichen Werth nähere, welcher Werth bei Anwendung einer sehr großen Platte sehr nahezu zu erreichen wäre. Die Curve der Gleichung

$$x = \frac{by}{a-y}$$

besitzt nun dieselbe Eigenschaft, wenn unter a und b endliche Constanten zu verstehen sind. Wären somit die in obiger Tabelle enthaltenen Beobachtungen durch eine solche Gleichung darstellbar, so würde der sich ergebende Werth der Constante a die Größe eines Staubkreises auf einer unendlich großen Platte darstellen. Ich fand, daß eine derartige Darstellung wirklich möglich ist und glaube mit Berücksichtigung der geringen Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten Werthen des Kreisdurchmessers, welche überdies ganz innerhalb der Fehlergrößen des Versuches liegen, annehmen zu dürfen, daß obige Gleichung der richtige Ausdruck ist für die Abhängigkeit der Größe des Staubkreises von dem Plattendurchmesser. Die Constanten a und b erhalten folgende Zahlenwerthe in Millimeter.

	a	b
Versuchsreihe I.	130,6	169,0
„ II.	99,0	111,0
„ III.	109,0	98,5.

Eine einfache Rechnung zeigt, daß man Platten von ganz bedeutenden Dimensionen anwenden müßte, wenn die Staubkreisdurchmesser obige Werthe weniger 1 Millim. erhalten sollen; wäre man nun auch in der Gelegenheit, derartig große Platten isolirt aufzustellen, so würde der Versuch aus einer andern Ursache nicht direct mit dem obigen vergleichbar seyn, wenn auch die Ladung der Flasche und der Spitzenabstand dieselbe wären. Frühere Beobachter haben nämlich gezeigt, daß die Größe des Kreises zunimmt mit dem Potentialwerth der Elektrizität auf der

Platte, und zwar anfänglich rasch, um bei größeren Werthen ziemlich constant zu bleiben; bei einer bedeutenden Vergrößerung der Platte, welche nach vorgenommener Ladung der Flasche mit derselben verbunden wird, würde somit die GröÙe des Kreises in Folge der bedeutend vergrößerten Capacität des Apparates abnehmen und man würde nicht den reinen Einfluß der Plattenvergrößerung beobachten können. Bei den mitgetheilten Versuchen war die Flasche ziemlich stark geladen, und die angewendeten Platten zeigten keine zu beträchtliche Größendifferenzen, es wird somit der eben besprochene Einfluß sehr unbedeutend seyn.

Ist die Platte zur Erde abgeleitet und die Spitze mit der positiven oder negativen Belegung der Flasche in Verbindung, so tritt die besprochene Erscheinung durchaus nicht in dem Maasse zu Tage, wie wenn die Spitze von der Platte inducirt wurde. Bei kleinen Platten haftet das Lycopodium auf der ganzen Oberfläche. Folgende Tabelle ist das Ergebnis einer Versuchsreihe; die Zahlen sind die Mittel aus je 8 Beobachtungen.

Plattendurchmesser in Millimetern . .	285,0	181,0	131,0	82,0	40,0
Kreisdurchmesser in Millimetern . .	90,5	89,5	85,3	78,0	Ganze Ober- fläche

Spitzendistanz 27,5 Millimeter.

Dieses Resultat kann nicht befremdend seyn wenn man bedenkt, daß bei der beschriebenen Versuchsanordnung der vorhin besprochene Fall der Anwendung einer sehr großen Platte zum größten Theil verwirklicht ist; der Spitze gegenüber befindet sich außer der um vielleicht 20 Centm. vom Tisch entfernten, zur Erde abgeleiteten Metallplatte, auch die Tischplatte, der Fußboden, usw., somit verschiedene, aber sehr große Flächen, welche alle nahezu denselben Potentialwerth besitzen, und nur durch die Verschiedenheit ihrer Entfernung von der Spitze und

ihrer Leitungsfähigkeit verschiedene Wirkung ausüben können.

Ich möchte an dieser Stelle bemerken, daß ich abweichend von frühern Beobachtern nie einen Unterschied in der Schärfe der Kreise bemerkt habe, je nachdem positive oder negative Elektrizität von der Spitze zur Platte geführt wurde; überhaupt habe ich während dieser Untersuchung nur höchstens selten unscharfe oder schlecht ausgebildete Kreise bekommen, und es liefs sich in dem seltenen Fall des Vorkommens immer eine Ursache dafür angeben, wie z. B. mangelhafte Isolation, Luftzug im Zimmer, Ungleichmäßigkeit in der Dicke der Lycopodiumschicht oder ungenügende Ladung der Flasche. War die Platte abgeleitet und wurde folglich die Spitze mit der innern Belegung der Flasche verbunden, so waren bei gröfserem Spitzenabstand die Kreise nicht so ausnehmend scharf begränzt, wie wenn die Platte inducirt war; indessen waren die Dimensionen sehr gut zu messen und die Begränzung durchaus nicht *verwaschen*.

§. 5. Die Gröfse des Staubkreises wird nicht geändert, wenn man die Zinkscheibe durch eine gleich grofse Platte von Kupfer oder Blei ersetzt; die Verschiedenheit des Leitungsvermögens der Metalle übt somit auf die Gröfse des Kreises keinen merklichen Einfluß aus. Auf Holz werden meistens unscharfe, aber immer kreisrunde Figuren erhalten.

§. 6. *Abhängigkeit der Kreisdimensionen von dem Abstand der Spitze von der Platte.* Frühere Versuche, von Hrn. Schneebeli mitgetheilt, zeigten einen merkwürdigen Zusammenhang zwischen Spitzendistanz und Gröfse des Staubkreises. Nach diesen Versuchen sollte die Curve, welche die Punkte der graphisch dargestellten Beobachtungen verbindet, eine wellenförmige Gestalt haben. Ich suchte nun schon vor längerer Zeit dieses Resultat dadurch zu prüfen, daß ich eine Entladung hervorbrachte zwischen einer vertikalen, auf einem horizontalen Schlitten verschiebbaren Spitze und einer unter derselben geneigt

aufgestellten großen Platte. Wurde die Spitze auf dem Schlitten verschoben, so wurde die Distanz zwischen derselben und der Platte entweder kleiner oder größer, und die erhaltene Staubfigur müßte, weil die Entladung während der ganzen Verschiebung ununterbrochen vorging, eine wellenförmige Keilform besitzen. Bei richtiger Anstellung des Versuchs habe ich jedoch nie etwas derartiges beobachtet.

Ich wiederholte nun die mitgetheilten Versuche, indem nämlich die Platte isolirt und positiv geladen, die Spitze mit der zur Erde abgeleiteten, äußern Belegung der Flasche verbunden wurde. Folgende Resultate wurden erhalten. Fig 5¹⁾, Taf. III verdeutlicht die von Hrn. Schneebeli mitgetheilten Versuche, jeder der gezeichneten Punkte ist das Resultat einer Beobachtung. Als Abscissen sind die Spitzenabstände, als Ordinaten die zugehörigen Kreisdurchmesser aufgetragen, dasselbe gilt für die folgenden Figuren. Fig. 6, Taf. III enthält 17 Punkte, deren jeder das Mittel aus 5 oder 6 Beobachtungen darstellt. Die gebrauchte Platte hatte einen Durchmesser von 285^{mm}. Fig. 7, Taf. III ist das Resultat von Versuchen mit einer Platte von 82^{mm} Durchmesser unter genau denselben Verhältnissen angestellt wie die von Fig. 6. Fig. 8 giebt die Darstellung einer sehr sorgfältig angestellten Beobachtungsreihe mit einer Platte von 289^{mm} Durchmesser. Jeder der gezeichneten Punkte ist das Mittel der Resultate von 5 Versuchen. Schließlich sind in Fig. 9, Taf. III die Mittelwerthe dargestellt aus Beobachtungen, welche an einer Platte von 1 Meter Durchmesser vorgenommen wurden²⁾.

Bei keiner der erhaltenen Curven ist nun eine ausgesprochene Wellenform zu bemerken, und ich glaube daher, daß das Vorkommen einer derartigen Gestalt entweder Versuchsfehlern, wie dieselben immer unvermeidlich vor-

1) Siehe ebenfalls die auf Seite S. 249 befindliche Tabelle.

2) Die Isolation geschah durch einen Parafinklotz, welcher außerordentlich gut isolirt.

kommen, oder geänderten Versuchsbedingungen zuzuschreiben ist.

Ueber die Abhängigkeit der Kreisdimensionen von der Spitzendistanz werden nun die mitgetheilten Versuchsreihen hinreichenden Aufschluß geben. Es ist ersichtlich, daß bei der getroffenen Versuchsanordnung der Durchmesser des Staubkreises mit der Vergrößerung des Spitzenabstandes bis zu einem Maximalwerth zunimmt. Von dem Punkte an wird der Kreis bei weiterer Vergrößerung des Spitzenabstandes fortwährend kleiner und schließlich Null. Die Lage des Maximums ist, wie meine Versuche bewiesen, unter sonst gleich bleibenden Verhältnissen wesentlich von der Schärfe der Spitze abhängig, je stumpfer dieselbe ist, desto eher ist das Maximum erreicht. Ebenso ergibt sich, daß dieses Maximum um so eher erreicht ist, je kleiner unter sonst gleichen Umständen die Größe der angewendeten Platte ist; daraus geht schon unmittelbar hervor, daß aus den durch die Fig. 5, 6, 7, 7, 9, Taf. III mitgetheilten Resultaten nicht der reine Einfluß einer Spitzendistanzvergrößerung zu beobachten ist; ohnehin ist es auch *a priori* verständlich, daß der im vorigen Paragraph besprochene Einfluß der Plattendimensionen bei den jetzigen Versuchen in der Weise sich äußern wird, daß die Kreise bei größerer Spitzendistanz verhältnißmäßig zu klein ausfallen; daß also nicht nur die absolute Größe der Kreise in Vergleich zu derjenigen von Kreisen, welche unter sonst gleich bleibenden Verhältnissen auf einer sehr großen Platte erzeugt seyn würden, zu klein ist, sondern, daß auch bei einer kleinen Platte das Verhältniß des Kreisdurchmessers bei größerer Spitzendistanz zu demjenigen bei kleinerer Distanz, kleiner ist als dasselbe Verhältniß bei Versuchen mit einer sehr großen Platte erhalten. Wir haben nun in dem vorigen Paragraph, wenigstens innerhalb der daselbst und auch hier vorkommenden Grenzen, das Mittel gefunden, um aus den Versuchen, welche mit 2 Platten von verschiedener Größe unter gleichen Bedingungen angestellt werden, das Resultat zu berechnen,

welches sich unter denselben Bedingungen bei Anwendung einer unendlich großen Platte ergeben würde. Führt man nun diese Rechnung aus für die Versuche von Fig. 6 und Fig. 7, Tafel III, welche, wie gesagt, direct vergleichbar sind, so erhält man Resultate, welche in Fig. 10 graphisch dargestellt sind. Die Curve besitzt, wenn auch nicht stark ausgesprochen, einen Wendepunkt; es ist jedoch sehr wohl möglich, daß dieses Resultat von kleinen Versuchsfehlern herrührt, welche sich bei der Bestimmung der Constanten a und b von der Gleichung

$$x = \frac{by}{a - y}$$

äußerst bemerkbar machen.

Ich stellte in Folge dessen zur Prüfung dieses Resultates einige Versuchsreihen mit der großen Platte von 1 Meter Durchmesser an; die Spitze wurde entweder mit der positiven, inneren, oder mit der isolirten negativen, äußern Belegung der Flasche verbunden, und die Platte zur Erde abgeleitet; wie ich im vorigen Paragraph erwähnte, befreit man sich auf diese Weise, wenigstens zum größten Theil, von dem variablen Einfluß der Plattengröße. Ich erhielt bei einer Ladung der Flasche, welche jedenfalls stärker war als diejenige bei den Versuchen von Fig 6 und 7, die Punkte der Curve 11. Die Spitze war positiv. Die Fig. 12 und 13 enthalten die Resultate von Versuchen derselben Art mit negativer Spitze bei verschiedener Ladung der Flasche.

Keine der drei Curven zeigt das Vorhandenseyn eines Wendepunktes; man wird aber beim Anblick der Zeichnung zu der Vermuthung geführt, daß die Curve von einem Punkte an, welcher ungefähr einer Spitzendistanz von 10^{mm} entspricht, in eine gerade Linie übergehe; demnach würde, von einer bestimmten Spitzendistanz ab gerechnet, die Zunahme des Kreisdurchmessers, wenigstens nahezu der Vergrößerung des Spitzenabstandes proportional seyn. In Erwägung des Gesagten über die möglichen

Versuchsfehler, widerspricht auch die Curve 10 diesem Resultate im Allgemeinen nicht.

§. 7. *Abhängigkeit der Staubkreisdimensionen von der Art der Elektrizität, welche sich auf der Platte befindet.* Im vorigen Paragraph erwähnte ich, daß die Curve 11 aus Versuchen erhalten wurde, bei welchen die Spitze mit der innern, positiven Belegung der Flasche verbunden war; 6 Funken (des Funkenmikrometers) hatten die Flasche geladen. Die Curven 12 und 13 stellen Versuche dar, bei welchen die Spitze mit der äußern, inducirten, negativen Belegung der Flasche verbunden war, nachdem die Flasche mit 7, resp. 4 Funken positiver Elektrizität geladen war. Ein Vergleich dieser drei Curven zeigt nun sehr deutlich, daß die Kreise, welche bei positiver Ladung der Spitze erhalten werden, kleiner sind als die bei negativer Ladung der Spitze, aber unter sonst gleichen Verhältnissen, erzeugten. Die Werthe des Kreisdurchmessers bei den Versuchen von Fig. 13, als die Spitze mit der von einer vierfünkigen Ladung inducirten, negativen Elektrizität geladen wurden, sind sogar entsprechend größer als diejenigen von Fig. 11, Taf. III, wo die Spitze mit der von 6 Funken geladenen, positiven, innern Belegung der Flasche verbunden war.

Wir wissen nun durch die Versuche von Faraday, Wiedemann und Rühlmann, Gaugain, Riels, daß beim Uebergang der Elektrizität zwischen ungleich großen Elektroden, die Schlagweite in einem Gase, unter sonst gleichen Umständen, größer ist, wenn die kleinere Elektrode negativ, als wenn dieselbe positiv elektrisch ist, oder daß der Elektrizitätsübergang leichter ist, wenn die kleinere Elektrode zugleich die negative ist. Vergleichen wir dieses Resultat mit dem obigen aus meinen Versuchen hervorgehenden, so gelangen wir zu dem Schluß, daß der Staubkreis unter sonst gleichen Umständen, desto größer wird, je mehr der Uebergang der Elektrizität erleichtert wird. Das in §§. 1 und 2 Mitgetheilte stimmt damit vollkommen überein. In einer speciellen Arbeit über den Ver-

lauf und die Dauer der Spitzenentladungen, soll später auf diesen Punkt näher eingegangen werden; vorläufig will ich nur noch bemerken, daß sich aus einer Voruntersuchung ergeben hat, daß eine Leydener Flasche bei gleicher Stärke der Ladung durch eine Spitze in freier Luft rascher entladen wird, wenn die Ladung negativ, als wenn dieselbe positiv ist ¹⁾).

§. 8. *Ueber die Entstehungsweise des Staubkreises.*
Ich legte auf den Teller eines empfindlichen Elektroskopes eine zur Erde abgeleitete Messingscheibe, welche auf der untern Seite mit einer Schellackschicht versehen war. Die Scheibe war bedeutend kleiner als der Teller des Elektroskopes; ihr senkrecht gegenüber befand sich eine isolirte Metallspitze. Wurde nun die Scheibe und der Teller mit Lycopodium bestreut, und die Spitze mit einer Elektrizitätsquelle in Verbindung gesetzt, so entstand eine Staubfigur entweder nur auf der Messingscheibe, oder auf beiden zugleich, auf der Scheibe und znm Theil auf dem Teller, je nachdem die Spitze in der Nähe, oder mehr von der Platte entfernt aufgestellt war. Die Anzeigen des Elektroskopes waren nun für beide Fälle ganz verschieden; im ersten Fall divergirten die Goldblättchen *nur* während der Entladung, es zeigte sich, daß diese Divergenz nur von Influenzwirkung der Spitze herrührte. Im zweiten Fall divergirten die Blättchen stärker und das Elektroskop zeigte noch Elektrizität an von derselben Art wie die der Spitze, nachdem diese zur Erde abgeleitet war. Man findet leicht eine Stellung der Spitze, bei welcher die Oberfläche der Scheibe von der Staubfigur vollständig bedeckt ist, ohne daß das Elektroskop Elektrizität erhalten hat; vergrößert man sodann den Abstand um ein klein wenig, so entsteht bei abermaligem Elektrizitätsübergang auf dem Teller eine schmale, ringförmige Staubfigur und das Elektroskop zeigt die Aufnahme von Elektrizität an.

1) Ueber einen Versuch einer Erklärung des verschiedenen Verhaltens beider Elektrizitäten bei der Entladung zwischen ungleichen Elektroden, siehe Wiedemann und Rühlmann, Pogg. Ann. Bd. 145, S. 235 und 344.

Ich wiederholte den Versuch oft und erhielt immer dasselbe Resultat; dadurch glaube ich bewiesen zu haben, daß an denjenigen Stellen der Platte, wo nachträglich das *Lycopodium* haften bleibt, und nur an diesen Stellen, ein Uebergang der Elektrizität aus der Luft in die Platte, oder umgekehrt, stattgefunden hat.

Aus welcher Ursache haftet nun das Pulver an der Metallplatte? Dieselbe kann nicht in einem bleibenden elektrischen Zustand des Pulvers gefunden werden, weil ich niemals eine solche habe nachweisen können, und weil diese Eigenschaft des Haftens nach wochenlangem Liegen der bestäubten Platte noch vorhanden ist. Ebenso habe ich nie eine Condensation von Wasserdampf nachweisen können; es wäre sonst möglich, daß das Adhären des Pulvers, wie ich bei anderen Versuchen über Moser'sche Bilder fand, daher rühre. Bedeckt man eine Metallplatte mit einer dünnen Terpentinölschicht und bringt dieselbe unter eine elektrische Spitze, so bemerkt man, daß die Flüssigkeitsschicht von einem senkrecht unter der Spitze gelegenen Punkte weggetrieben wird, und alsbald eine scharf begränzte Kreisfläche auf der Platte frei wird; dieselbe erhält sich so lange die Entladung dauert und ihre Größe stimmt nahezu mit der Größe des unter gleichen Umständen erhaltenen Staubkreises überein. Andere schlecht leitende Flüssigkeiten zeigen dasselbe Verhalten, nur Wasser und gute Leiter lassen nichts derartiges erkennen; man bemerkt bloß, wie auch anfänglich beim Terpentinöl, eine kleine, von einem Luftstrom herführende Vertiefung. Dieses Verhalten beweist, daß die Entstehung des Kreises nicht ihren Grund in einem mechanischen Druck, durch die anprallenden Lufttheilchen ausgeübt, haben kann. Andererseits bemerkt man aber bei einer ziemlich dicken *Lycopodium*-schicht oder bei solchen von andern schlecht leitenden, aber bauschigen Pulvern, daß nach der Entladung eine scharf begränzte Kreisfläche, wie mit einem Stempel eingedrückt, deutlich sichtbar ist; schweres Pulver, wie Mennige, und leitende

Pulver zeigen dasselbe nicht, lassen aber auch keine Kreisfläche beim Abklopfen zurück. Eiderdaunen und Papierschnitzel, welche anstatt des *Lycopodiums* auf die Platte gelegt werden, werden bei der Entladung innerhalb eines bestimmten Raumes fest gegen die Platte gedrückt, außerhalb dieses Raumes werden dieselben weggeblasen.

Fasst man das Gesagte zusammen, so gelangt man zu dem Schluß, daß der Vorgang folgender ist: Die auf der Platte befindlichen Halbleiter werden durch die von der Spitze kommenden, elektrischen Lufttheilchen elektrisirt und behalten diese Elektricität während kurzer Zeit bei; in Folge dessen werden dieselben von der nahen, unelektrischen oder entgegengesetzt elektrischen Platte stark angezogen und bilden beim Pulver ein dichteres Gefüge oder treiben bei der Flüssigkeit die zwischenliegenden Theilchen seitwärts weg ¹⁾. Das Haften des Pulvers ist somit in dem Vorhandenseyn einer dichteren, mehr compacten Schicht begründet; bei der einseitigen Beleuchtung von Lampenlicht läßt sich der Unterschied zwischen dem Gefüge der beiden Theile einer dünnen *Lycopodiums*schicht deutlich durch ihre verschiedene Helligkeit bemerken. Es ist somit auch verständlich, warum die Staubfigur im allgemeinen besser auf einer rauhen als auf einer polirten Platte entsteht.

§. 9. *Ueber den Vorgang der Entladung.* Zu einem richtigen Verständniß des Folgenden wird es nun vor-

- 1) Das eine Elektrisirung des Pulvers durch ungleichnamige Elektricität für das Haften nothwendig ist, beweisen folgende Versuche: Führt man eine Spitze isolirt durch eine durchbohrte, mit *Lycopodium* bestreute Metallplatte, so entsteht, nach Elektrisirung der Platte, auf derselben, bei richtiger Versuchsordnung, eine ringförmige Staubfigur, welche zwar concentrisch ist mit der Durchbohrung, sich jedoch in ziemlicher Entfernung davon befindet; trotzdem also die Dichte der Elektricität auf der Platte in der Nähe der Durchbohrung am größten ist, bleibt das Pulver nicht an der Stelle haften. Wird schließlich eine bestreute Platte elektrisirt, so bleibt auf derselben das Pulver nicht haften, wenn die Entladung durch eine metallische Verbindung mit der Erde geschah.

theilhaft seyn, wenn ich die Vorstellung mittheile, welche ich mir von dem Vorgang der Entladung gebildet habe. Die Spitze befindet sich umgeben von einem Gas, einzelne Theile dieses Gases werden die Spitze berühren und werden, wenn die Spitze entweder durch Influenz, oder direct von einer Quelle elektrisirt wird, die gleichnamige Elektricität wie die Spitze erhalten; in Folge dessen werden diese Lufttheilchen von der Spitze abgestoßen und zwar wird die abstoßende Kraft, bei der bedeutenden Dichte der Elektricität, verhältnißmäßig groß seyn. Diese elektrisirten Theilchen werden nun, wenn sich in der Nähe der Spitze ein ungleichnamig elektrisirter Körper befindet, von demselben angezogen werden, und im Fall, daß keine mechanische Verhinderung vorhanden ist, gegen diesen Körper anprallen und demselben ihre Ladung mittheilen. Man müßte nun annehmen, daß diese Theilchen von dem Körper umelektrisirt werden und daß eine vorherrschende Bewegung der zurückprallenden Theilchen zur Spitze hin stattfindet; würden sodann einzelne dieser Theilchen mit andern, von der Spitze kommenden, zusammentreffen, so träte eine theilweise Ausgleichung von Elektricität ein und die gesammten Theilchen würden aufs neue von dem Körper angezogen. Es ist aber ersichtlich, daß bei einer Versuchsanordnung, wie dieselbe im Vorhergehenden getroffen wurde, eine Bewegung der Theilchen von der Spitze zur Platte vorherrschend, ja fast ausschließlich vorhanden ist; die Dichte der Elektricität an der Spitze ist derjenigen an der Platte bedeutend überwiegend; es ist somit die Kraft, mit welcher die Theilchen von der Spitze zur Platte geführt werden, bedeutend größer als die Kraft für eine Bewegung im umgekehrten Sinn. Ueberdies treten noch, wie wir sehen werden, bedeutende Modificationen dieses Vorganges durch mechanische Einflüsse ein; es bleibt aber unter gewissen Versuchsbedingungen immerhin möglich, daß ein theilweiser Austausch der Elektricitäten oberhalb der Platte stattfindet.

Die bekannten Erscheinungen des elektrischen Windes und des elektrischen Flugrades sind im Einklang mit obiger Vorstellung; ich hoffte jedoch durch andere Versuche eine weitere Bestätigung zu erlangen und insbesondere etwas Näheres über die Form der Entladung zu erfahren. Bekanntermassen besitzen wir in dem Töpler'schen Schlierenapparat ein Mittel, um geringe Dichtigkeitsunterschiede in der Luft zu beobachten; ich hoffte somit durch diese Methode die elektrische Entladung einer Spitze sichtbar machen zu können. Geschah die Entladung in freier Luft zwischen einer Platte und einer Spitze, so war nichts Bemerkenswerthes zu beobachten; wurde jedoch die Spitze von einer fortwährend mit Leuchtgas gespeisten, unten offenen Glasglocke umgeben, und befand sich der untere Rand dieser Glocke in einiger Entfernung von der Platte, so beobachtete ich sehr deutlich, daß bei einer Elektrisirung der Spitze eine entschieden, wenn auch schwach konisch geformte Leuchtgasmenge von beträchtlicher Breite aus der Glocke trat und gegen die Platte anprallte.

Bei fortwährender Elektrisirung behielt diese Menge ihre Dimensionen mit kleinen Schwankungen bei und die zugleich erzeugte Staubfigur entsprach nach einer Schätzung diesen Dimensionen; auch diese war unregelmäßig gestaltet, offenbar eine Folge der Anwendung von verschiedenen Gasen. Wahrscheinlich werden auch Gastheile bei der Entladung mitgerissen, welche nicht zu derselben beitragen, sondern nur mechanisch und unelektrisch mitgeführt werden. Im Allgemeinen entsprechen somit diese Beobachtungen der obigen Vorstellung der Entladung¹⁾.

1) Schon seit längerer Zeit versuchte ich nachzuweisen, daß der Druck eines Gases abhängt von dem elektrischen Zustand desselben; dieser Druck müßte nämlich der Vorstellung gemäß, welche man von der Constitution der Gase besitzt, größer werden, wenn zwischen den Gastheilchen abstoßende, elektrische Kräfte thätig sind. Trotz manichfacher Versuche erhielt ich jedoch bis jetzt kein entscheidendes Resultat.

Wendet man anstatt einer Metallspitze einen feinen Wasserstrahl an, so beobachtet man allerdings eine kegelförmige Zersplitterung der Strahlen, die Gestalt ist jedoch durchaus nicht regelmäßig und genau begränzt, indem die kleineren Wassertheilchen anderen Bahnen folgen als die größeren.

Auf Isolatoren läßt sich ebenfalls eine Staubfigur erzeugen, deren Entstehung demselben Vorgang, wie derselbe bei Leitern stattfindet, zuzuschreiben ist. Bringt man einen Elektrophor mit zur Erde abgeleiteter Form unter eine Spitze, so sammelt sich, bei Elektrisirung der Spitze, Elektrizität auf der Oberfläche des Kuchens an. Leitet man nun die Spitze zur Erde ab, so wird man bei richtiger Distanz der Spitze durch Bestäuben des Kuchens mit einem Gemenge von Schwefel und Mennigepulver finden, daß der Kuchen unter der Spitze innerhalb eines scharf begränzten Kreises unelektrisch geworden ist; das Pulver bedeckt die ganze Platte mit Ausnahme dieser scharf begränzten Kreisfläche¹⁾.

Kehren wir nun wieder zu unserer Aufgabe, der Erklärung des Vorganges bei der Spitzenentladung, zurück. Im höchsten Grade auffällig und interessant ist die Thatsache, daß die Begränzung der Staubfigur eine so äußerst scharfe ist; es ist schwer verständlich, warum die elektrischen Lufttheilchen bei der bloßen Annahme einer fort-

- 1) Stand die Spitze dem z. B. positiv geladenen Kuchen verhältnißmäßig nahe, so waren nach der Ableitung Spuren von negativer Elektrizität innerhalb des Kreises zu bemerken. Berührte die Spitze den Kuchen während der Ableitung, so waren deutlich Anhäufungen von negativer Elektrizität wahrnehmbar, und eine der hübschesten Erscheinungen erhält man, wenn man mit einer abgeleiteten Spitze über einen negativ geladenen Elektrophorkuchen fährt, und diesen sodann mit dem besagten Gemenge bestreut; die gelb markirten Züge sind strahlenförmig, ähnlich wie die positiven Lichtenberg'schen Figuren, und durch einen staubfreien Zwischenraum von der gleichmäßig rothen Oberfläche des Kuchens getrennt. Dieser letzte Versuch scheint mir für die Erklärung der Holtz'schen Maschine nicht unwichtig, übrigens ist derselbe nur eine demonstrative Wiederholung von ähnlichen Versuchen des Hrn. Holtz.

führenden Entladung in ihrer Bahn eine so scharf markirte Gränze inne halten und dieselbe, wenn keine störende Einflüsse wirksam sind, nie überschreiten. Denken wir uns einmal, folgende Versuchsanordnung sey ausgeführt (Fig. 14 Taf. III): *ab* sey eine äußerst feine, konische Spitze, welche mit der Erde in Verbindung ist, senkrecht ihr gegenüber sey eine ebene, kreisförmige Platte *cd* aufgestellt, welche durch eine Elektrizitätsquelle constant negativ geladen seyn mag; befindet sich dieser Apparat in einem homogenen dielektrischen Mittel, z. B. Luft, so werden Lufttheilchen, welche mit der Spitze in Berührung sind, positiv elektrisch werden und für einen Augenblick eine positive geladene Hülle um die Spitze bilden; in Folge ihrer Elektrizität werden diese, abgesehen von der anziehenden Wirkung der Platte, von der Spitze nach verschiedenen Richtungen abgestoßen; es ist jedoch ersichtlich, daß bei der verschiedenen Elektrizitätsvertheilung auf dem Konus die verschieden geladenen Theilchen nach allen möglichen Richtungen, wenn auch mit verschiedener Geschwindigkeit hingeschleudert werden. Zieht man nun die anziehende Wirkung der Platte mit in Rechnung, so kann dadurch höchstens erklärt werden, daß durch eine horizontale Ebene, welche unterhalb des Punktes *b* gedacht wird, mehr elektrische Lufttheilchen gehen als früher, niemals aber kann die Bildung eines scharf begränzten Raumes, innerhalb welches die Lufttheilchen sich bewegen, dadurch verständlich werden. Nimmt man nun aber an, daß sich ein mechanischer Widerstand der Bewegung eines Lufttheilchens von der Spitze weg widersetze, welcher Widerstand erst bei einer bestimmten, elektrischen Abstoßung überwunden werden kann, so ist erstens die Thatsache erklärlich, daß nur an einer bestimmten Stelle einer Spitze, wo die Dichte der Elektrizität jene bestimmte, abstoßende Kraft hervorrufen kann, die rasche fortführende Entladung stattfindet. Im Folgenden werden nun Gründe angegeben werden, welche zu der Annahme veranlassen, daß dieser Widerstand durch eine

auf der Oberfläche der Leiter verdichtete, schlecht leitende Gasschicht hervorgerufen wird, welche von dem elektrischen Theilchen durchbrochen, oder von der Oberfläche abgerissen werden muß. Ist das Theilchen einmal außerhalb dieser Schicht gerathen, so kann es der durch die elektrischen Kräfte bedingten Bahn folgen und zwar mit bedeutender Energie, wenn die zur Durchbrechung nöthige Abstossung verhältnißmäßig groß ist.

Durch diese Annahme erklärt sich zweitens das gute Isolationsvermögen der Gase für Elektrizität geringer Dichte.

Damit nun aber ein Theilchen von der Spitze losgerissen werde, muß, wie erwähnt, die auf das Theilchen wirkende Resultante der elektrischen Kräfte größer seyn als der Widerstand, welcher sich einer Bewegung des Theilchens entgegenstellt. Bei einem elektrisirten Konus, welcher sich einer entgegengesetzt elektrischen Metallplatte gegenüber befindet, nimmt nun diese Resultante zu, je mehr man sich der Spitze nähert; daraus folgt erstens, daß die Bewegung der Theilchen unter der Spitze am lebhaftesten ist, zweitens, daß es einen ganz bestimmten Rayon auf dem Konus giebt, wo die Lufttheilchen nicht mehr fortgeschleudert werden, trotzdem, daß die neben liegenden Theilchen mit großer Energie weggetrieben werden. Diese letzte Folgerung erklärt nun ohne Weiteres die Bildung eines scharf begränzten Raumes, innerhalb welches die Theilchen sich bewegen.

Aus den Versuchen geht hervor, daß dieser Rayon dem äußersten Spitzenende sehr nahe liegt; daß somit die Theilchen Elektrizität von einer bedeutenden Dichte mitführen. Es ist weiter erklärlich, daß die Lage dieses Rayons durch die Größe der elektrischen Platte bedingt ist; derselbe wird um so höher hinaufrücken, desto größer die Platte ist.

Mit der Anschauung, daß die Körper von einer isolirenden, verdichteten Gasschicht bedeckt sind, steht nun durchaus nicht die Thatsache in Widerspruch, dass die

elektrische Platte bei den obigen Versuchen oder jeder andere, mit Elektrizität von geringer Dichte geladene Körper durch die elektrischen Lufttheilchen entladen werden kann. Denn wenn man vielleicht eine directe Entladung durch Berührung von den Lufttheilchen mit der metallischen Oberfläche nicht mehr für zulässig halten kann, so steht der Annahme, daß eine anfängliche Condensation von Elektrizität an den beiden Oberflächen der verdichteten Schicht stattfindet, welche Condensation vielleicht nach einiger Zeit durch langsame Leitung aufgehoben wird, nichts im Wege. Wird doch ein mit Schellack überzogener, elektrisirter Leiter von einer Spitze zum größten Theil scheinbar entladen und wird ein abgeleiteter Elektrophorkuchen, wie bei einem oben beschriebenen Versuch, von einer Spitze mit einer elektrischen Schicht überzogen.

Die Annahme einer verdichteten Gasschicht auf festen Körpern ist eine ziemlich allgemein verbreitete, und ihr Einfluß auf elektrische Erscheinungen wurde öfters vermuthet und angedeutet. Einen directen Beleg für die Richtigkeit dieser Annahme finden wir in den Versuchen von Hrn. W. Thomson über die Schlagweite bei geringer Entfernung der Elektroden; dieselben zeigen nämlich auf das deutlichste das Vorhandenseyn einer Inhomogenität in dem luftförmigen Medium. Der Verfasser findet, daß bei Vergrößerung der Elektrodendistanz, die auf die Einheit der Distanz reducirte elektromotorische Kraft, welche im Augenblick vor der Funkenentladung stattfindet, kleiner wird; wäre nun das Isolationsvermögen des Mediums in jeder Entfernung von den Elektroden dasselbe, so müßte diese reducirte elektromotorische Kraft für verschiedene Distanzen constant gefunden werden. In Fig. 15, Taf. III ist eine Versuchsreihe in den von Hrn. Thomson gewählten Einheiten graphisch dargestellt; als Abscissen sind die am Elektrometer gemessenen Potentialdifferenzen zwischen den Elektroden, als Ordinaten die Entfernungen derselben aufgetragen. Es geht aus dieser Figur hervor, daß erst von einer bestimmten Elektrodendistanz an die Zu-

nahme der Schlagweite der Zunahme der Potentialdifferenz proportional ist; für kleinere Schlagweiten sind die zur Entladung nöthigen Potentialdifferenzen verhältnißmäßig viel größer.

Im Laufe meiner Untersuchungen boten sich noch öfters weitere Erscheinungen dar, welche nur durch die Anwesenheit einer isolirenden Schicht auf der Spitze erklärt werden können. War z. B. eine Spitze seit mehreren Stunden nicht gebraucht worden, so fiel die erste oder zweite mit derselben erhaltene Staubfigur fast immer kleiner aus, als die unter gleichen Umständen erhaltene zweite oder dritte. Die erste war die kleinste, dann folgte hinsichtlich der Größe die zweite usw., bis die Kreise constante Dimensionen erhielten. War eine Spitze zu einer starken Entladung gebraucht worden, so wurde die gleich nachher bei schwächerer Ladung erhaltene Staubfigur größer, als die später folgenden. Wurde drittens die Spitze stark erwärmt, so zeigte dieselbe nach dem Erkalten dasselbe Verhalten wie im vorigen Fall einer vorhergegangenen, starken Entladung. Schließlich ist die Thatsache bemerkenswerth, daß man durch Verdünnung der Luft, in welcher die Entladung vorgeht, eine bedeutende Zunahme des Kreisdurchmessers erzielen kann. Giebt man nun das Vorhandenseyn einer isolirten, verdichteten Schicht zu, so lassen sich diese Erscheinungen leicht erklären durch die Annahme von Aenderungen in der Dichte oder Dicke dieser Schicht, welche durch vorhergehende Entladungen, durch Erwärmung oder Verdünnung der umgebenden Luft hervorgebracht und durch dieselbe nicht sobald vollständig ausgeglichen werden. Es scheint mir, daß sich darin nichts Widersprechendes befindet.

§. 10. *Die Guthrie'schen Versuche.* Eine Hauptstütze würde die Hypothese einer solchen Schicht erhalten, wenn es möglich wäre eine directe Consequenz dieser Hypothese experimentell zu bestätigen. Diese Consequenz wäre folgende: Vorausgesetzt die verdichtete Schicht hindere die fortführende Entladung von Electricität geringer

Dichte, so muß ein isolirter Leiter, welcher unter gewöhnlichen Umständen seine Ladung lange behält, sofort unelektrisch werden, wenn ich die isolirende Gasschicht entferne, ohne daß dadurch die Berührung des Körpers mit den umgebenden, nicht verdichteten Gasschichten verhindert wird. Neuerdings ist nun von Hrn. Guthrie¹⁾ eine Reihe von bis jetzt unerklärten Erscheinungen mitgetheilt, welche auftreten, wenn erhitzte Leiter entweder direct mit einer Elektrizitätsquelle in Verbindung gesetzt, oder in freier Luft einem elektrischen Körper bis auf einige Centimeter genähert werden. Im ersten Fall zeigen die Versuche, daß ein heißer Körper nicht im Stande ist Elektrizität zu behalten; im zweiten Fall tritt immer eine Entladung des elektrischen Körpers ein. Es ist nun ersichtlich, daß die oben erwähnte Versuchsbedingung durch Erhitzen des Körpers erfüllt ist, und es kann somit die besprochene Consequenz durch diese Versuche als bewiesen betrachtet werden.

Die Entladung eines elektrischen Körpers durch einen nahen, wenn auch isolirten, glühenden Leiter, hätte man sich in der Weise vorzustellen, daß die erregten Influenzelektricitäten sofort den Lufttheilchen mitgetheilt werden; diejenigen Theilchen, welche mit der Influenzelektricität erster Art geladen sind, gehen zu dem elektrischen Körper hin und veranlassen einen Austausch der Elektricitäten. Werden die Theilchen durch eine zwischen beiden Körpern gehaltene, dielektrische Platte in ihrer Bewegung gehindert, so tritt nur eine scheinbare, theilweise Entladung ein, indem elektrische Condensation stattfindet. Ich fand ebenfalls, daß man die Entladung bedeutend verzögern kann, wenn man zwischen den beiden Körpern einen heftigen Luftstrom erzeugt, welcher im Stande ist die elektrischen Theilchen wenigstens zum Theil mitzureißen²⁾.

Diese Anschauung einer fortführenden Entladung ohne

1) Phil. Mazaz., 1873. Octob.

2) Man kann die Guthrie'schen Versuche sehr gut mit einem katalytisch glühenden Platindraht (Davy's Glühlampe) anstellen.

durch Spitzen veranlaßt zu seyn, fand ich nachträglich schon in einer Controverse zwischen Hrn. v. Rees und Hrn. Riefs, über die elektrische Wirkung der Flammen, von ersterem vertreten. Die leitenden Gastheilchen der Flamme würden durch Influenz elektrisch werden, aus der Flamme treten und ihre beibehaltene Ladung dem influencirenden Körper mittheilen. Ueber den Einfluß einer verdichteten Schicht bei Leitern von gewöhnlicher Temperatur ist in diesen Abhandlungen nichts erwähnt.

Es ließen sich nun noch manche Erscheinungen durch die Annahme einer solchen vorhandenen, oder entfernten Gasschicht, von einem andern Gesichtspunkt, als der bis jetzt übliche betrachten; da ich jedoch augenblicklich keine directe, beweisende Versuche dafür anzuführen habe, muß ich die Mittheilung unterlassen.

Das kurz gefasste Resultat dieses Paragraphen lautet folgendermaßen:

„Bei gewöhnlicher Temperatur ist jeder feste Körper, welcher sich in freier Luft befindet, von einer verdichteten, isolirenden Gasschicht umgeben; dieselbe verhindert oder verzögert die Bewegung eines Gastheilchens von der unmittelbaren Oberfläche des Körpers nach außen hin; somit kann, abgesehen von der langsamen Zerstreuung, nur an denjenigen Stellen des Körpers eine rasche fortführende Entladung eintreten, wo die elektrischen Kräfte diesen Widerstand überwinden können. Entfernt man durch Temperaturerhöhung des Körpers diese Gasschicht, so haben Versuche bewiesen, daß immer eine plötzliche Entladung durch die umgebende Luft eintritt.“

Straßburg, December 1873.

Data für die auf Tafel III gezeichneten Curven.

Für Fig. 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, in Millimetern.

Fig. 2.		Fig. 6.		Fig. 9.		Fig. 13.	
Absc.	Ordin.	Absc.	Ordin.	Absc.	Ordin.	Absc.	Ordin.
40	25	5,5	27,0	6,5	38,0	5,5	27,0
82	46	11,0	42,7	14,0	63,0	12,5	50,7
131	57	14,0	51,1	20,0	80,1	23,5	83,7
181	67	16,0	55,0	26,0	95,6	40,75	130,0
285	82	18,0	57,5	32,0	109,6		
		19,0	58,3	37,25	122,0		
		19,0	58,0				
		20,0	61,0				
		22,0	62,0				
		25	65,5				
		25	64,1				
		29,5	69,6				
		30,5	70,0				
		35,0	73,5				
		42,5	76,6				
		53,0	79,0				
Fig. 3.		Fig. 7.		Fig. 10.		Fig. 15.	
Absc.	Ordin.	Absc.	Ordin.	Absc.	Ordin.	Absc.	Ordin.
40	25	11,0	34,0	11,0	49,0	8,0	1,0
82	43	18,0	41,5	18,0	68,4	15,0	3,0
131	52,5	25,0	43,4	25,0	82,3	24,5	7,0
285	62	30,5	44,0	30,5	93,2	30,0	10,5
181	70,5	42,5	39,3	42,5	124,0	31,6	11,5
						36,0	14,0
						40,0	17,0
						43,5	18,0
						54,7	24,0
						63,2	29,5
						70,7	34,0
						77,5	38,5
						83,7	41,0
						89,4	44,5
						94,9	48,0
						100,0	52,0
						104,8	55,0
						109,5	58,0
						114,0	60,0
Fig. 4.		Fig. 8.		Fig. 11.			
Absc.	Ord.	Absc.	Ordin.	Absc.	Ordin.		
40	31	2,0	14,3	5,0	22,0		
82	50	7,0	30,7	9,5	35,6		
131	61	12,5	46,4	14,75	53,5		
181	70	17,0	56,2	20,5	68,2		
285	82	21,5	64,7	30,5	98,3		
		27,25	73,0	38,0	122,1		
		32,0	78,0				
		38,0	84,8				
		61,0	94,5				
		77,0	91,0				
		102,0	79,0				
		124,0	61,5				
		153,0	60,0				
Fig. 5.				Fig. 12.			
Absc.	Ordin.			Absc.	Ordin.		
15	33			5,0	35,3		
20	39			12,0	62,5		
26	44			19,0	89,1		
30	51,5			23,5	108,5		
40	56,5			30,0	89,1		
46	62						
50	67						
60	72,5						
74	79						
90	84						

V. *Ueber elastische Schwingungen, deren Amplituden nicht unendlich klein sind;*
von Ferdinand Braun.

(Schluß von S. 69.)

§. 9.

Beobachtungsmethode.

Wie schon früher erwähnt, dienten zu den Beobachtungen kreisrunde Stahlstäbe. Dieselben hatten sämmtlich eine Länge von 303^{mm}. Drei derselben, welche zum Zwecke der Untersuchung hergestellt waren, wurden in der unveränderten Gestalt benutzt. Ein viertes, zu einem Wheatstone'schen Kaleidophon gehöriges, trug am Ende ein Messingknöpfchen und stellte somit einen belasteten Stab vor. Das freie Ende der Stäbe wurde mit Rufs, der mit etwas alkoholischer Schellacklösung angerieben war, geschwärzt, und auf dem schwarzen Grunde mit etwas Schellacklösung ein kleines Stärkekörnchen angebracht. Ueber dem vertical gestellten Stabe befand sich eine horizontale Glasplatte, auf welcher der in Winkelgrade getheilte Rand eines Halbkreises aus Papier angeklebt war. Das Stärkekörnchen war bei ruhendem Stabe in der Mitte dieses Kreises; drei mit dem Diamanten senkrecht gegen einander gezogene Striche bezeichneten durch ihren Schnittpunkt diese Mitte und führten auf die Punkte 0° und 90° des Kreises. Die Linien gaben gleichzeitig die beiden Schwingungsebenen ξ und η an.

Wurde auf die Glasplatte ein in Millimeter getheilter Papierstreifen durch den Mittelpunkt des Kreises gelegt, so entsprachen einer bestimmten Exursion α_0 im Azimuth α_0 bestimmte Werthe ξ_0 und η_0 . Auf einen zweiten Papierkreis, dessen Fläche nicht ausgeschnitten war, wurde ein rechtwinkliges Coordinatennetz gezeichnet, dessen Anfang im Mittelpunkt des Kreises lag; es konnten an die-

sem die einem gewünschten ξ_0 und η_0 entsprechenden Werthe von α_0 und α_0 mittelst des getheilten Papierstreifens abgelesen und so auf die Glasplatte übertragen werden.

Die Zeiten wurden gemessen mittelst eines Metronoms, das mit einem Chronometer verglichen war.

Um stets gleichwerthige Schläge zu bekommen, habe ich dasselbe nicht länger als vielleicht 5 bis 7 Minuten laufen lassen, ohne es wieder von Neuem aufzuziehen. Weil der etwas unbestimmte, knarrende Schlag, namentlich bei längerem Mitzählen, leicht stört, habe ich das Metronom an den Resonanzkasten eines Monochords angelehnt. Die hohen Beittöne, welche den knarrenden Ton verursachen, verklingen dann rasch, und der Schlag wird viel präziser.

§. 10.

Einfluß der Umgebung auf die Tonhöhe von Stäben.

Eine Schwierigkeit für die Versuche, will man vergleichbare Zahlen erhalten, entspringt daraus, daß die in Mitschwingung versetzte Umgebung des Stabes die Tonhöhe desselben in sehr complicirter Weise modificirt und zwar unter Umständen so bedeutend, daß der Einfluß der Mitschwingung den Einfluß der Amplitude bei weitem übertrifft. Es mögen einige Versuche, welche dieß beweisen, hier Platz finden.

König liefert Gestelle mit Stäbchen, welche die Lissajous'schen Schwingungsfiguren durch die Combination der nach zwei zu einander senkrechten Richtungen verschieden schnellen Schwingungen zeigen. Die Stäbchen sind sehr fest in einen Eisenrahmen eingelassen, welcher drei unveränderlich mit ihm verbundene Füße trägt; ein vierter wird durch eine starke Stellschraube gebildet. Einen solchen Apparat stellte ich möglichst sicher auf einem Tisch auf, belastete den Rahmen mit Gewichten bis zu 14 Pfund, die Tischplatte selbst mit 50 Pfund. Dennoch bekam ich bei dickeren Stäbchen (3^{mm}, 9 Dicke) ganz verschiedene Schwingungsperioden, wenn das Stativ auf einer anderen

Stelle der Tischplatte aufgestellt oder wenn die den Tisch belastenden Gewichte in ihrer Lage verändert wurden. Auch Verstellen auf einen anderen Tisch bewirkte ebensolche Verschiedenheiten. Ich konnte bei einem Stabe, der nach den beiden Hauptebenen Schwingungen gab, welche im Verhältniß 1 : 2 standen, erreichen, daß die Schwingungsfigur fast stehend war und sich während 50 Chronometerschlägen um nicht mehr änderte, als vielleicht einer Phasendifferenz von $\frac{T}{8}$ entspricht; aber bei geänderter Anordnung der Belastung auf dem Tisch machte der Stab in 40 Chronometerschlägen einen vollständigen Wechsel und Rückkehr zur ursprünglichen Schwingungsfigur durch.

Directes Einspannen der Stäbe in einen Schraubstock ist vollständig unzulässig. Aber auch, als ich einen Stab (No. 2) von 2^{mm},3 Durchmesser und 303^{mm} Länge in ein cylindrisches Messingstück von 16^{mm} Durchmesser und 20^{mm} Länge nahezu centrisc eingelöthet hatte und dieses in einen großen Schraubstock einspannte, konnte ich, je nach der Richtung, in welcher dasselbe eingeklemmt war, Schwingungsperioden bekommen, welche einer Zeit von etwa 4.25 bis 4.4 Secunden entsprechen. — Ein kleinerer Schraubstock war so fest als möglich an ein dickes Wandbrett angeschraubt und das Brett selbst mit einem Centner belastet. In diesem Schraubstock wurde derselbe Stab in derselben Richtung befestigt, in der er im großen Schraubstock gesessen hatte. Die Erscheinungen waren nun vollständig umgekehrt. Während im großen Schraubstock bei der Art und Weise des Einspannens die Schwingungen parallel den Backen die höheren waren, waren sie jetzt die tieferen geworden; während vorher die halbe Periode 110 Chronometerschläge betrug, war dieselbe jetzt auf 4 Chronometerschläge gesunken. Selbst das schwer belastete Wandbrett schwang fühlbar mit, namentlich wenn die Schwingungen senkrecht gegen die Backen der Schraubstocks erfolgten. — Man könnte glauben, die Befestigung

im Schraubstock selbst sey mangelhaft gewesen. Aber einmal war der Klotz so fest eingespannt, daß man denselben nicht bewegen konnte und auch beim Zupfen des Stabes keine Verrückung desselben fühlte, andererseits giebt es ein sehr einfaches und äußerst empfindliches Mittel darüber zu entscheiden. Die geringste Unsicherheit in der Befestigung zeigt sich nämlich sehr auffällig darin, daß, auch bei cylindrischer Beschaffenheit der Stäbe, die Schwingungen in einer Richtung viel rascher gedämpft werden als in der Richtung senkrecht dazu. Messende Beobachtungen ergaben aber hier keinen Unterschied.

Soviel von Versuchen, deren genauere Verfolgung nicht in meiner Absicht lag, welche aber stets sicher gelingen, wenn man etwas dicke Stäbe anwendet und unter Umständen durch schwaches Anfeilen bewirkt, daß dieselben bei *einer* willkürlich gewählten Befestigungsart ihre Schwingungsfigur recht langsam ändern.

Zum Zwecke der folgenden Messungen wurden die Stäbe in cylindrische Messingklötze von 16^{mm} Durchmesser und 20^{mm} Länge, welche nahezu in der Axe eine Bohrung von passender Weite besaßen, eingelöthet. In ein quadratisches Brett von 35^{mm} Dicke und 210^{mm} Seitenlänge wurde eine Versenkung gebohrt und darin der Messingklotz mit Siegellack eingekittet. Das Brett selbst war mit vier starken Schrauben von 50^{mm} Länge auf ein mit einem Centner belastetes Wandbrett festgeschraubt. Nach Beendigung der Beobachtungen wurde das Messing wieder vorsichtig so lange erwärmt, bis der Siegellack geschmolzen war, dann der Messingklotz etwa 45° um seine Axe gedreht und nach dem Erkalten eine Controllmessung vorgenommen. Soweit beobachtbar war, zeigte sich keine Aenderung im ganzen Verhalten des Stabes, weder eine Drehung der Schwingungsebene in Bezug auf den Stab selbst, noch eine Aenderung der Schwingungsperiode.

§. 11

Einfluß der Amplitude auf die Tonhöhe. Werth der Constante c .

Ich gebe im Folgenden eine tabellarische Zusammenstellung der Resultate. Dieselben beziehen sich auf Stäbe derselben Länge und, soweit möglich, desselben Materials (Stahl), sind also direct mit einander vergleichbar. Ich will nur erwähnen, daß die Dicke derselben bestimmt wurde durch Wägen einer gemessenen Länge und Bestimmung des specifischen Gewichts, der Elasticitätsmodul nach der S' Gravesand'schen Methode durch Biegung. Aus den dabei erhaltenen Zahlen einen Schlufs auf das zweite Glied der Beschleunigung zu machen war nicht möglich. Die Senkungen waren bis zu 20^{mm} innerhalb der Ableungsfehler proportional den Belastungen. Bei noch stärkerer Biegung trat schon eine merkliche bleibende Veränderung ein.

Zur Erläuterung der Tabellen genügen folgende Bemerkungen:

Die erste und zweite Columnne geben die Amplituden zu Anfang der Bewegung, der Phasendifferenz Null entsprechend. Dieselben nehmen allmählich ab und erlangen bei der Phasendifferenz $\frac{T}{4}$ und $3\frac{T}{4}$ Werthe, welche in den vier folgenden Columnnen angegeben sind.

Die vorletzte Columnne enthält die Zeiten, welche vergehen vom Eintritt der Phasendifferenz $\frac{T}{4}$ bis zur Differenz $3\frac{T}{4}$. Diese beiden Momente sind dadurch charakterisirt, daß die Schwingungsfigur eine Ellipse ist, deren beide Hauptaxen zusammenfallen mit den beiden Hauptschwingungsrichtungen, welche an der über dem Stab befindlichen Glasplatte markirt sind. Die Hauptaxen der Schwingungsellipse drehen sich gerade in diesem Zeitpunkte sehr rasch, und es läßt sich die Lagenänderung derselben leicht und scharf erkennen.

p bedeutet die Anzahl Beobachtungen, aus denen das Mittel genommen ist.

In allen Tabellen bezeichnet ξ die Richtung, nach welcher die schnelleren Schwingungen stattfanden.

Tabelle I.

Nicht belasteter Stab (1 : 1) No. 3. Schwingungszahl = 21,91.

No.	Amplituden zu Anfang der Bewegung		Amplituden bei der Phasen- differenz				Zeit in Sekunden	p
	ξ_0	η_0	$\frac{T}{4}$		$3 \frac{T}{4}$			
			ξ	η	ξ	η		
1. a	5	5	2,1	2,1	0,25	0,25	17,95	5
b		10	3,8	4,1	0,4	0,6	16,64	3
c		20	5,85	7,7	1,4	1,47	15,11	7
2. a	10	5	2,3	2,2	0,38	0,25	19,53	4
b		10	3,63	4,3	0,4	0,5	17,26	8
c		20	4,9	7,8	0,5	1,7	13,92	8
3. a	20	5	2,8	2,25	0,4	0,25	20,77	4
b		10	3,6	4,2	0,6	0,4	18,68	5
c		20	4,4	8,1	0,9	1,65	14,43	9

Es ergibt sich aus

$$1. a \text{ und } 1. c \quad \overline{c_1} = -0,000050 \quad \overline{c_2} = -0,800010$$

$$2. a \text{ und } 2. c \quad \overline{c_1} = -0,000035 \quad \overline{c_2} = -0,525059$$

$$3. a \text{ und } 3. c \quad \overline{c_1} = -0,000040 \quad -$$

Die Tabelle zeigt durchgängig, daß mit vergrößertem η die Schwingungsperiode, deren Werth (der Phasendifferenz $\frac{T}{4}$ bis $3 \frac{T}{4}$ entsprechend) in der vorletzten Columnne enthalten ist, abnimmt, also muß, da nach η der Ton tiefer ist, der Unterschied größer werden, wenn η zunimmt. Umgekehrt bewirkt Vergrößerung von ξ eine Vergrößerung der Periode. Die Tonerniedrigung folgt auch aus dem

Vorzeichen von c ; in den theoretischen Entwicklungen war $\frac{c}{a}$ positiv angenommen; der Versuch ergibt es negativ.

Was die Wurzeln \bar{c}_1 und \bar{c}_2 betrifft, so würde \bar{c}_2 eine Schwingungsperiode von $\frac{1}{3}$ Secunde geben. Das Auftreten zweier Wurzeln erklärt sich dadurch, daß N_1^0 bei Annahme der Wurzel \bar{c}_2 einen anderen, aber sicher falschen Werth bekommen würde.

Tabelle II.

Nicht belasteter Stab (1 : 1). No. 2. Schwingungszahl = 17,86.

No.	Amplituden zu Anfang der Bewegung		Amplituden bei der Phasen- differenz				Zeit in Secunden	p
	ξ_0	η_0	$\frac{T}{4}$		$3 \frac{T}{4}$			
			ξ	η	ξ	η		
1. a	5	5	2,8	2,8	0,44	0,44	14,71	6
b		10	5,38	6,1	0,9	1,4	13,98	7
c		20	7,9	12,0	2,7	3,55	12,11	7
2. a	10	5	2,8	2,5	0,5	0,3	16,41	8
b		10	5,38	5,5	1,08	1,2	14,26	5
c		20	7,5	10,0	1,4	2,9	12,57	9
3. a	20	5	3,5	2,3	0,9	0,3	18,05	8
b		10	5,74	5,15	1,48	0,9	15,85	8
c		20	7,75	9,46	1,7	2,4	13,81	5

Es ergibt sich aus

$$2. a \text{ und } 2. c \quad \bar{c}_1 = -0,00002; \quad \bar{c}_2 = -0,30262$$

$$3. a \text{ und } 3. c \quad \bar{c}_1 = -0,00003 \quad \bar{c}_2 = -0,12073$$

$$1. a \text{ und } 1. c \quad \bar{c}_1 = -0,00001 \quad \bar{c}_2 = -0,14015$$

Tabelle III.

Nicht belasteter Stab (1:1) No. 1 (intact).

Schwingungszahl = 9,64.

Amplitude zu Anfang der Bewegung		Zeit in Secunden	p	Amplitude zu Anfang der Bewegung		Zeit in Secunden	p
ξ_0	η_0			η_0	ξ_0		
mm	mm			mm	mm		
5	5	12,15	4	5	5	12,15	4
	10	11,89	5		10	12,17	4
	20	11,89	8		20	13,13	4
10	5	12,17	4	10	5	11,89	5
	10	11,66	7		10	11,66	7
	20	11,49	3		20	12,79	5
20	5	13,13	4	20	5	11,89	8
	10	12,79	5		10	11,49	3
	20	11,32	8		20	11,32	8

Aus Tabelle I und II folgt, daß der Einfluß der Amplitude bei dünnen Stäben *ceteris paribus* kleiner ist, als bei dicken. In Uebereinstimmung damit zeigen die Zahlen für den dünnen Stab No. 1, daß zwar noch der Einfluß der Amplitude erkennbar ist, aber doch schon in so geringem Maasse, daß mitunter die Unsicherheit der Zeitbestimmung überwiegt und schwankende Resultate entstehen. Auf eine Berechnung der Constanten $\frac{c}{a}$ habe ich deshalb verzichtet. Dagegen erschien es mir möglich, daß eine absichtliche Vergrößerung der Schwingungsperiode den Einfluß deutlicher erkennen lasse. Der Stab wurde daher durch vorsichtiges Feilen an der Befestigungsstelle in einer Richtung etwas dünner gemacht. Die Zahlen, welche sich auf den so veränderten Stab beziehen, giebt Tabelle IV. Sie bleiben noch eben so schwankend wie vorher.

Tabelle IV.

Nicht belasteter Stab (1:1) No. 1.
(Schwach in der ξ -Richtung angefeilt.)

Amplitude zu Anfang der Bewegung		Zeit in Secunden	p	Amplitude zu Anfang der Bewegung		Zeit in Secunden	p
ξ_0	η_0			η_0	ξ_0		
mm	mm			mm	mm		
5	5	21,90	3	5	5	21,90	3
	10	20,49	4		10	20,38	3
	20	22,30	5		20	—	—
10	5	20,38	3	10	5	20,49	4
	10	20,38	3		10	20,38	3
	20	20,54	6		20	19,81	4
20	5	—	—	20	5	22,30	5
	10	19,81	4		10	20,54	6
	20	21,00	6		20	21,00	6

Ich stelle der Uebersichtlichkeit halber nochmals die Werthe von $0,375 \cdot \frac{c}{a}$ zusammen; die letzte Columnne giebt die Aenderung der Tonhöhe, welche durch eine constante Amplitude von 5^{mm} würde hervorgebracht werden.

Tabelle V.

No.	Schwin- gungszahl	$0,375 \cdot \frac{c}{a}$	Aenderung der Tonhöhe in Proc., 5^{mm} Amplitude ent- sprechend
1	9,64	Kleiner als 0,00001	Weniger als 0,5 Proc.
2	17,86	0,000 03 0,000 01 0,000 02	0,5 Proc.
3	21,91	0,000 050 0,000 035 0,000 040	0,12 Proc.

Es folgt aus den Zahlen, daß die GröÙe $\frac{c}{a}$ keine Constante ist, sondern für gröÙere Werthe von a wächst, d. h. daß bei höheren Tönen der Einfluß der Amplitude stärker ist als bei tieferen. Scheinbar widersprechen diesem Schluß Beobachtungen, welche die folgende Tabelle enthält. Da sich dieselben aber auf einen, wenn auch schwach belasteten Stab beziehen, so sind dieselben nicht direct mit den vorhergehenden vergleichbar. Qualitativ ergibt wieder dasselbe und auch die Größenordnung $\frac{c}{a}$ ist dieselbe.

Tabelle VI.

Belasteter Stab (1:1). No. 4. Schwingungszahl = 11,16.

No.	Amplituden zu Anfang der Bewegung		Amplituden bei der Phasen- differenz				Zeit in Secunden	p
	ξ_0	η_0	$\frac{T}{4}$	η	ξ	$3 \frac{T}{4}$		
1. a	mm 5	mm 5	—	—	—	—	—	—
b		10	2,77	5,67	0,64	3,0	16,25	9
c		20	3,03	11,3	0,74	3,45	14,95	10
2. a	10	5	4,25	3,0	0,81	0,79	19,30	7
b		10	3,98	5,0	0,91	1,58	17,12	13
c		20	4,47	9,8	1,02	2,78	15,32	14
3. a	20	5	5,50	2,52	0,33	0,21	22,64	11
b		10	6,0	5,41	0,74	1,3	21,34	5
c		20	6,07	9,41	1,25	2,76	16,07	10

Aus 2. a und 3. a folgt $\overline{c_1} = -0,00006$ $\overline{c_2} = -0,20598$
 2. a und 2. b „ $\overline{c_1} = -0,00006$ $\overline{c_2} = -0,15998$
 2. b und 3. b „ $\overline{c_1} = -0,00010$ $\overline{c_2} = -0,10870$

§. 12.

Ueber die Abhängigkeit der Dämpfung von der Amplitude und Tonhöhe.

Unter der oben gemachten Annahme, daß die Dämpfung proportional der Geschwindigkeit ist, ergab sich auch für endliche Amplituden noch eine Abnahme derselben in einer geometrischen Reihe. Bis zu welchen Grenzen diese Hypothese gestattet ist, zeigt sich aus den folgenden Tabellen. Die dritte Columnne giebt die Amplitude in Millimetern, die vierte die zugehörige Zeit in Secunden, die fünfte das logarithmische Decrement (natürliche Logarithmen und Secunden). Wie man sieht ist dasselbe nicht constant, nähert sich aber zwischen den Amplituden 10 und 5^{mm} schon sehr demjenigen zwischen 5 und 3^{mm}, so daß man es für die benutzten Stäbe von 5^{mm} Excursion ab als constant ansehen darf. Bei diesen Amplituden ist aber der Einfluß auf die Tonhöhe noch sehr wohl meßbar und weitaus die *meisten Messungen fallen sogar in diese Gränze*. Unabhängigkeit der Dämpfungs-constante und der Tonhöhe von der Amplitude beginnen also nicht an derselben Gränze.

Tabelle. VII.

Nummer des Stabes	Schwin- gungs- zahl	Amplitude		Zugehörige Zeit in Secunden	Logarithm. Decrement
		von	bis		
1	9,64	20	10	7,07	0,09797
		10	5	10,02	0,06919
		5	3	6,80	0,06544
2	17,86	20	10	4,52	0,15307
		10	5	7,36	0,09420
		5	3	6,79	0,06544
3	21,91	20	10	3,40	0,20400
		10	5	5,49	0,12625
		5	3	4,87	0,10494
4 (belastet)	11,16	20	15	2,45	0,1201
		15	10	4,57	0,0926
		10	5	8,21	0,0839
		5	3	6,79	0,0715

Die logarithmischen Decremente für große Excursionen sind nahezu proportional den Schwingungszahlen. Bei den Decrementen für kleine Amplituden ist die Genauigkeit nur gering. Aber auch, wenn man aus dem Gange, in dem das Decrement sich mit der Amplitude ändert, einen Schluß auf den Gränzwert h macht, dem es sich für unendlich abnehmende Amplituden nähert, verliert sich diese Regelmäßigkeit, welche demnach vielleicht bloß zufällig ist.

Man kann nämlich auch das Decrement als Funktion der Amplitude in der Form ausdrücken.

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \alpha \cdot \xi^2,$$

unter ξ die Amplitude verstanden. Zum Beweise dieser empirisch gefundenen Formel, welche rückwärts einen Schluß auf die Beschleunigung des Widerstandes als Funktion der Geschwindigkeit gestattet, habe ich für die drei Stäbe No. 1. bis No. 3 die Constanten nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Als einem beobachteten Decremente zugehörige Amplituden wurden die resp. Mittel aus den Anfangs- und Endamplituden eingeführt; außerdem habe ich, gestützt auf meine subjective Ansicht von der Zuverlässigkeit der einzelnen Zahlen, jedesmal den Decrementen für die Amplitude zwischen 20 und 10^{mm} dreifaches, denjenigen zwischen 10 und 5^{mm} zweifaches, den zwischen 5 und 3^{mm} gelegenen einfachen Gewicht beigelegt. Es wird dies ziemlich der Wirklichkeit entsprechen. Ich gebe eine Zusammenstellung der Constanten und der beobachteten und rückwärts berechneten Werthe des Decrements.

Tabelle VIII.

Stab No. 1.

$$\varepsilon_0 = 0,061207$$

$$\kappa = 0,0001637$$

Amplitude		Logarithm. Decrement		Δ
Anfang	Ende	beob.	berech.	
20 ^{mm}	10 ^{mm}	0,09797	0,09801	+ 0,0004
10	5	0,06919	0,07043	+ 0,0124
5	3	0,06544	0,06381	- 0,0153

Stab No. 2.

$$\varepsilon_0 = 0,06768$$

$$\kappa = 0,0003838$$

Amplitude		Logarithm. Decrement		Δ
Anfang	Ende	beob.	berech.	
20 ^{mm}	10 ^{mm}	0,15307	0,15404	+ 0,00097
10	5	0,09420	0,08929	- 0,00491
5	3	0,06544	0,07382	+ 0,00838

Stab No. 3.

$$\varepsilon_0 = 0,97210$$

$$\kappa = 0,0004785$$

Amplitude		Logarithm. Decrement		Δ
Anfang	Ende	beob.	berech.	
20 ^{mm}	10 ^{mm}	0,20400	0,20480	+ 0,00080
10	5	0,12625	0,12410	- 0,00215
5	3	0,10494	0,10491	+ 0,00003.

Auch bei der Dämpfung zeigt sich, daß der Einfluss der Amplitude um so bedeutender ist, je größer die Schwingungszahl.

Andere Interpolationsformeln von der Form $\varepsilon = \varepsilon_0 + \kappa \xi$ und $\varepsilon = \varepsilon_0 + \kappa \xi^2$ schmiegen sich den Beobachtungen weniger gut an; es scheint demnach der Darstellbarkeit des Decrements als Funktion der Amplitude in der Form $\varepsilon_0 + \kappa \xi^2$ ein Zusammenhang mit der Natur des Dämpfungsvorganges zu Grunde zu liegen.

§. 13.

Abhängigkeit der Dämpfung von der Schwingungsfigur.

Für unendlich kleine Amplituden pflegt man auch eine dämpfende Kraft in zwei senkrechte von einander unabhängige Componenten zu zerlegen. Dieses Verfahren, welches schon an und für sich bedenklich erscheint, ist um so mehr gewagt, wenn dieser Bedingung kleiner Excursionen nicht mehr genügt ist. Es ist a priori nicht gesagt, daß eine Bewegung in einer bestimmten Richtung noch in derselben Weise gedämpft wird, wenn eine Bewegung senkrecht gegen die erste sich damit combinirt.

Die Versuche bestätigen diesen Schluss in sehr auffallendem Maasse. Bestimmt man die Amplitudenabnahme, wenn ein Stab linear nach ξ schwingt und dann wieder die Dämpfung in der ξ -axe, wenn gleichzeitig Schwingungen nach η stattfinden, so ist im Allgemeinen die Dämpfung im zweiten Fall vergrößert. Wenn man sich vorstellt, die Schwingungen nach der zweiten Richtung blieben constant, so würde dennoch die lebendige Kraft des ganzen Systems rascher abnehmen, wenn in Folge der Schwingungen in der zweiten Ebene der Stab zu anderen Bewegungen veranlaßt wird. Es würde also die Dämpfung abhängen von der Schwingungsfigur.

Die Fig. 8, Taf. I giebt eine graphische Darstellung. Die Ordinaten bedeuten Amplituden, die Abscissen die Zeiten. Zu beachten ist bei den Figuren wieder, daß die Schwingungen parallel ξ überall die rascheren sind. Es tritt nämlich eine auch in den Curven (Fig. 8) dargestellte Erscheinung auf, welche vielleicht für die Gesetze des Luftwiderstandes von weiter gehender Bedeutung ist. Die Schwingungen nach ξ und η sind so nahezu von derselben Höhe, daß die Dämpfung für beide, soweit meßbar, dieselbe ist, wenn man nur nach einer von beiden allein schwingen läßt. Man sollte darnach ein ganz symmetrisches Verhalten der beiden Hauptschwingungsebenen erwarten. Statt dessen nimmt bei combinirten Schwingungen

die Dämpfung für die etwas schnelleren sehr bedeutend zu, während sie für die etwas langsameren dieselbe bleibt, mögen Schwingungen senkrecht dazu vorhanden seyn oder nicht.

In der Fig. 8, Taf. I beziehen sich die ausgezogenen Curven auf die Amplituden in der Richtung ξ ; die oberste giebt die Dämpfung an, wenn keine Schwingungen nach η erfolgen; die darunter gelegenen, wenn η resp. = 5, 10, 20^{mm} ist. Die gestrichelte giebt die Dämpfung für Schwingungen nach η und gilt, welchen Werth auch immer ξ zwischen 0 und 20^{mm} besitzen mag.

Auch auf indirectem Wege kann man sich von diesen Erscheinungen leicht überzeugen, wenn man im Azimuth 45° zupft. Es sollte dann in einem gewissen Moment eine kreisförmige Schwingungsfigur auftreten. Statt dessen entsteht bei der Phasendifferenz $\frac{T}{4}$ eine Ellipse, deren größere Axe den etwas langsameren Schwingungen entspricht. In Uebereinstimmung damit findet eine Drehung der gradlinigen Schwingungsfigur statt, wie die folgende Zusammenstellung zeigt.

Tabelle IX.

Nummer des Stabes	Ursprüngli- ches Azi- muth	Azimuth bei Phasendiff. $\frac{T}{2}$	Urspr. Azimuth, welches bei Phasendiff. $\frac{T}{4}$ eine circulare Figur liefert
1	+ 45°	— 41°,5	+ 50°
1 (angefeilt)	+ 45°	— 45°	45°
2	+ 45°	— 37°,5	60°
4 (belastet)	— 45°	+ 41°,5	53°
	+ 45°	— 39°	

Auch andere Stäbe, bei denen die Schwingungszahlen sich verhalten parallel ξ und η wie 2 : 1 und 3 : 1, zeigten dieselbe Erscheinung. Nur verhalten sich die beiden Hauptschwingungsebenen wenigstens qualitativ gleich. Fig 9, Taf. I giebt die Dämpfungcurve für einen Stab 1 : 2.

§. 14.

Ueber die Schwingungsform bei endlichen Amplituden.

Die Theorie ergab, daß die Schwingungsform sich zerlegen läßt nach ungeradzahigen Partialtönen. Ich habe Stäbchen schreiben lassen und es zeigte sich in der That, daß dieselben keine Sinuscurven zeichnen. Die unharmonischen Obertöne, welche sich durch eine continuirliche Veränderung der Schwingungsform verrathen müßten, sind offenbar so schwach, daß sie der Beobachtung entgehen. Man erkennt auch leicht, daß die kleinen Kräuselungen, welche auftreten, wenn man den Stab in großen Ellipsen schwingen läßt und welche über die Ellipse laufen, also unharmonischen Tönen entsprechen, einigermaßen deutlich nur bei sehr dünnen Stäbchen sind und rasch verschwinden.

Die Schwingungsform würde auf den ersten Blick ein starkes Auftreten der Octave vermuthen lassen. Bekanntlich ist dieselbe auch im Klange von Stimmgabeln enthalten. Daß man aber aus der Schwingungsform des Stabes nicht ohne große Vorsicht auf die möglicherweise vorhandenen Obertöne schließen darf, geht, abgesehen von den bekannten theoretischen Bedenken, aus einer Vergleichung der Schwingungsform des Stabes mit Schwingungsformen hervor, in denen eine Anzahl Obertöne in der That enthalten sind. Fig. 10a Taf. I zeigt die Schwingungsform eines Stabes, Fig. 10b die paar ersten Schwingungen einer in der Mitte gezupften Saite, wenn gleichzeitig der Schreibstift in der Mitte saß, Fig. 10c die paar ersten Schwingungen einer auf $\frac{1}{5}$ gezupften Saite, wenn der Schreibstift auf $\frac{1}{5}$ sitzt. In Fig. 10b sind also die ungeradzahigen, in c die tieferen geradzahigen enthalten. Obschon die Amplituden der Obertöne in beiden Fällen verschieden sind im Verhältniß zum Grundton, ist doch die größere Aehnlichkeit zwischen den Schwingungen des Stabes und der mit ungeradzahigen Partialtönen schwingenden Saite unverkennbar.

Die Schwingungsform entspricht also im großen Ganzen wenigstens einer Form, welche in ungeradzahlig Partialtöne zerlegt werden kann. Es liegt auch darin eine gewisse Bestätigung der Eingangs der Arbeit angenommenen Hypothese über die Form der Beschleunigung.

Ich stelle die Resultate nochmals übersichtlich zusammen.

1. Will man für die elastischen Schwingungen eines symmetrisch zur Ruhelage schwingenden Körpers höhere Potenzen der Amplitude berücksichtigen, so erscheint es nicht statthaft, gerade Potenzen der Amplitude in dem Ausdruck für die Beschleunigung anzunehmen. Berücksichtigt man dagegen von der ungeraden außer der ersten auch noch die dritte, so ergibt sich Folgendes:

a) Die Combination von Theorie und Versuch gestattet eine *numerische Bestimmung des Coëfficienten*, mit welchem in dem Ausdruck für die Beschleunigung die *dritte Potenz der Amplitude* behaftet ist. Derselbe wächst nicht proportional mit dem Coëfficienten des ersten Gliedes der Beschleunigung, sondern rascher als dieser. Bei Erhöhung der Schwingungszahl von 9,64 auf 21,91 ändert sich der Quotient der beiden Coëfficienten von 0,00001 bis 0,00004.

b) Die *Schwingungszahl* läßt sich darstellen als eine nach geraden Potenzen der Amplitude fortschreitende Reihe. Die Tonhöhe nimmt ab, wenn die Amplitude zunimmt, und der Einfluß derselben ist um so bedeutender, je höher der Ton ist. Die Zunahme beträgt bei Amplituden, die sich verhalten zur halben Wellenlänge wie 1:100, für die Schwingungszahl 9,64 weniger als 0,05 Proc. und steigt für die Schwingungszahl 21,91 bis zu 0,12 Proc.

c) Die Bewegung des tönenden Körpers, welche sich bei unendlich kleinen Amplituden durch einen cyclometrischen Cosinus darstellt, geht bei endlichen Excursionen in einen *elliptischen Cosinus der Zeit* über. Dieselbe läßt sich nach harmonischen *ungeradzahlig Partialtönen* zerlegen.

d. Das Experiment ergibt, daß auch bei *endlichen Verschiebungen* die sog. *singulären Richtungen* der elastischen Kraft nach Charakter und Lage *bestehen bleiben*.

2. Die *Dämpfung* ist abhängig

a) von der *Tonhöhe* für unendlich kleine Amplituden. Dieselbe wird größer für höhere Töne.

b) von der *Amplitude*. Das logarithmische Decrement läßt sich darstellen durch die ersten Glieder einer Reihe, welche nach geraden Potenzen der Amplitude fortschreitet. Auch für die Dämpfung ist der Einfluß der Amplitude um so größer, je höher der Ton ist.

c) von der *Schwingungsfigur*. Schwingungen in einer Richtung werden im Allgemeinen stärker gedämpft, wenn gleichzeitig Schwingungen senkrecht gegen die erste Richtung vorhanden sind. Eine dämpfende Kraft läßt sich daher nicht in zwei senkrechte, von einander unabhängige Componenten zerlegen. Sind die beiden senkrecht gegen einander erfolgenden Schwingungen nahezu von derselben Tonhöhe, so treten noch besondere Eigenthümlichkeiten in der Erscheinung auf.

3. Außer diesen Einflüssen macht sich auch noch für die Tonhöhe eines elastischen Körpers dessen *feste Umgebung* geltend. Das Mitschwingen derselben ist im Stande den Einfluß der Amplitude um mehr als das Zehnfache zu übertreffen, einer Aenderung der Tonhöhe danach um fast 1 Proc. entsprechend. Es ist für genaue Untersuchungen nicht gestattet, einen schwingenden Körper als ein für sich bestehendes System aufzufassen.

Würzburg, den 20. November 1873.

**V. Ueber ein selbstregistrirendes Instrument zu meteorologischen Lichtmessungen in allgemein vergleichbarem Maaße;
von Henry E. Roscoe.**

(Gelesen vor der Royal Society Jan. 22. 1874 und mitgetheilt vom Hrn. Verfasser.)

In einer früheren Abhandlung, welche in diesen Annalen im Jahre 1865 erschien, beschrieb ich ein einfaches Instrument zur Messung der wechselnden Intensität der chemisch wirksamen Strahlen. Vermittelst dieser Methode sind schon wichtige Thatsachen¹⁾ über die Vertheilung der chemischen Activität in der Erd-Atmosphäre und an verschiedenen Punkten der Oberfläche der Erde aufgefunden, aber dennoch wird dieselbe nicht regelmässig in den meteorologischen Observatorien benutzt. So lange dies nicht geschieht und die Beobachtungen nicht längere Zeit hindurch an vielen Orten fortgesetzt werden, dürfen wir nicht hoffen, auch nur eine annähernde Kenntniß der Gesetze zu erhalten, welche die Vertheilung dieser Strahlen auf der Oberfläche der Erde oder etwaige jährliche Variationen der chemischen Wirkung der Sonne regeln. Die Ursache, warum diese Methode nicht allgemein eingeführt worden ist, liegt wohl nicht an einem Mangel an Zuverlässigkeit in der Beobachtungsweise oder in den Resultaten, sondern darin, daß die Beobachtungen wenigstens jede Stunde wiederholt werden müssen um eine zufriedenstellende Curve der Tages-Wirkung zu geben. Dies nimmt natürlich viel Zeit und Mühe in Anspruch und die Obser-

- 1) *Phil. Trans.* 1867, p. 155. Ueber die chemische Intensität des Tageslichtes in Kew und Para 1865, 1866, 1867 von H. E. Roscoe.
- 2) *Phil. Trans.* 1870 p. 309. Ueber den Zusammenhang der Sonnenhöhe mit der chemischen Intensität des Tageslichtes am wolkenlosen Himmel von H. E. Roscoe und T. E. Thorpe.
- 3) *Phil. Trans.* 1871 p. 467. Ueber die Messungen der chemischen Intensität des Tageslichtes während der totalen Sonnenfinsternisse in Catania Dec. 22. 1870 von H. E. Roscoe und T. E. Thorpe.

vatorien, die schon mit Arbeit überladen sind, haben es nicht für möglich gefunden, die nothwendige Zeit solchen Beobachtungen zu widmen.

Die vorliegende Abhandlung enthält die Beschreibung einer Modification der erwähnten Methode, welche auf denselben Grundsätzen beruhend, die Arbeit auf ein Minimum reducirt, ohne die Genauigkeit der Beobachtung zu verringern. Es wird dadurch die Einführung der Methode in die Observatorien möglich gemacht.

Die Abänderung besteht darin, daß das Papier von constanter Empfindlichkeit nach gegebenen Zeit-Intervallen, (z.B. stündlich) während einer vorher bestimmten Zeit durch eine selbstthätige Einrichtung exponirt wird. Der Insolations-Apparat, welcher eine genügende Menge empfindlichen Papiers enthält, wird entweder früh Morgens oder am vorhergehenden Abend in die Position gestellt, in welcher die Beobachtungen gemacht werden sollen. Durch elektrische Verbindung mit einer zu diesem Zweck construirten Uhr, wird das Papier einmal stündlich exponirt, so daß am Abend die stündliche Intensität in der bekannten Weise abgelesen werden kann. Diese selbstregistrirende Einrichtung scheint zwar auf den ersten Anblick einfach, ist aber in der Ausführung Schwierigkeiten unterworfen, die eine erfolgreiche Construction schwer machen, viel Zeit in Anspruch nehmen. Dank der Geschicklichkeit des Hrn. Charles Jordan in Manchester sind diese mechanischen Schwierigkeiten überwunden worden und das Instrument entspricht nun vollständig seinem Zweck.

Die chemische Intensität ist bekanntlich an verschiedenen Orten und zu verschiedenen Zeiten großen Veränderungen unterworfen; zu einer scharfen Bestimmung der chemischen Wirkung ist es aber nöthig, daß das Papier innerhalb bestimmter Gränzen stets eine gewisse Schwärze erhalte. Dieses erreicht man dadurch, daß man verschiedene Punkte des Streifens schnell hintereinander verschiedenen Zeitlängen exponirt und bedient sich dazu der nachstehend beschriebenen Einrichtung. Das Minutenrad der

Uhr (*A* Fig. 1, Taf. IV) ist mit drei Rädern der Reihe nach so verbunden (*B, C, D* Fig. 1), daß das letzte Rad *D* sich einmal alle zwei Minuten um seine Axe dreht. An der Peripherie dieses metallenen Rades sind 11 starke Platin-Nadeln befestigt (mit den Zahlen 1 bis 11 auf Fig. 1 bezeichnet). Jede dieser Nadeln ragt etwa 3 Millimeter aus der Oberfläche des Rades hervor. Wenn sich dieses Rad herumdreht, wird der Reihe nach jede dieser Nadeln einen Augenblick in metallische Verbindung mit dem elastischen Metall-Arm (*E* Fig. 1) gebracht, dessen Ende mit Platin bedeckt ist. Die Platin-Nadeln sind so am Rade befestigt, daß der Contact nur einen Augenblick dauert, dann wieder unterbrochen wird, bis die nächste Nadel in Position kommt. Dieses geschieht im Ganzen 11 Mal. Die Intervalle, während welcher der Contact unterbrochen wird, sind verschieden je nach den Zwischenräumen zwischen den Platinnadeln. In unserem Lande sind folgende Unterbrechungszeiten am zweckmäßigsten gefunden worden.

Intervall	No 1	No. 2	No. 3	No. 4	No. 5	No. 6	No. 7	No. 8	No. 9	No 10.
Secunde	2	3	4	5	7	10	12	17	20	30.

Soll das Instrument an Orten benutzt werden, wo die chemische Intensität entweder viel größer oder viel geringer ist, so müssen andere Zwischenräume benutzt werden. Während das Rad im Contact mit dem elastischen Arm (*E*) ist, geht ein Strom von mehren Zellen einer kräftigen Batterie durch einen zweiten elastischen Arm *F* und durch Drähte, die die Uhr mit dem Isolationsapparat verbinden. Sobald der Contact bei *E* unterbrochen wird, wird dieser Strom ebenfalls unterbrochen. Das Papier von constanter Empfindlichkeit wird in lange und schmale Streifen zerschnitten wie die Papierstreifen in Morse's Telegraphenapparat. Die Länge (ungefähr 3 Meter) muß für einen Tag genügend seyn. Dieser Papierstreifen wird über die Rolle (*B* Fig. 2, Taf. IV) gewunden, von welcher er über das leichte Metallrad (*W* Fig. 2), dessen Durchmesser etwa

15 Centm. beträgt, geht. Ein Ende des Papierstreifens ist an diesem Ende befestigt. Das Hemmrad (*F* Fig. 2) wird von einer Feder (*S*) in Bewegung gesetzt und hat eine gemeinschaftliche Axe mit dem Rade (*W*). Die Hemmung (*F* Fig. 2) ist in Verbindung mit einem Eisenstück (*K*), welches sich nahe an einem Elektromagnete *M* befindet. Um diesen Elektromagnet geht ein Strom, sobald die metallische Verbindung bei *E* Fig. 1 hergestellt ist.

Geht ein Strom um den Elektromagnet, so wird das Eisenstück *K* angezogen, die Hemmung (*E* Fig. 2) wird nun frei und das Rad mit dem Papier um eine Strecke bewegt, die von der Anzahl der Zähne des Rades *F* abhängt. Sobald der Strom unterbrochen wird, wird das Eisenstück vermittelt einer Spiralfeder *S* in die ursprüngliche Position zurückgebracht.

Wenn das Minutenrad (*A* Fig. 1) der Uhr an einen bestimmten Punkt kommt, drückt eine auf ihm befindliche Nadel (*p*) gegen das lange Ende eines Hebels (*L*); dieser Hebel drückt den elastischen Arm *E* herab. Die Platinnadeln des Rades (*D*) drücken nun gegen den Arm *E* und der Strom wird in den gegebenen Zwischenräumen hergestellt und unterbrochen. Das empfindliche Papier wird dadurch nach bestimmten Zwischenräumen um eine Entfernung vorwärtsbewegt, die genügt, um einen frischen Theil unter die kreisförmige Oeffnung zu bringen. Diese kleine Papierscheibe (4^{mm} im Durchschnitt) wird dadurch exponirt, bis der Strom wieder hergestellt ist, der eine frische Scheibe unter die Oeffnung bringt. Es ist leicht zu sehen, wie hierdurch das empfindliche Papier in den oben angegebenen bis zu 80 Secunden reichenden Zeitlängen exponirt wird, bis das Rad *D* eine Umdrehung gemacht hat. Die feste Nadel (*p*) des Minutenrades hat sich während dieser Zeit soweit vorwärts bewegt, daß sie nicht mehr gegen das gebogene und dicke Ende des Hebels (*L*) drückt und das Ende des elastischen Armes *E* wird durch eine isolirte Spiralfeder (*S*) zurückgezogen. Der Arm bleibt nun in dieser Position, bis eine Stunde

verflossen ist, worauf er wieder heruntergepresst und mit den Platinnadeln in Verbindung gebracht wird. Während dieser Stunde wird eine Papierscheibe exponirt und dadurch stark geschwärzt. Wird im Laufe des Tages eine dieser schwarzen Scheiben markirt, so kann man dadurch auf die Stunden schliessen, in welchen die verschiedenen Expositionen stattgefunden haben.

Ist der Apparat im Gebrauch, so wird er durch einen leichten metallischen geschwärzten Deckel geschützt. Auf diesem Deckel befindet sich eine Metallplatte mit einer kreisförmigen Oeffnung (4^{mm} im Durchmesser), deren Rand sorgfältig abgerundet ist. Eine Stahlfeder (*AB* Fig. 2, Taf. IV), über welche der empfindliche Papierstreifen geführt wird, drückt denselben gegen die horizontale Metallplatte, so daß die exponirte Papierscheibe dicht unter der Oeffnung der Metallplatte liegt. Um das Papier und den Apparat während des Regens trocken zu halten, wird derselbe mit einer Glaskuppe bedeckt, wenn das Wetter trübe ist. Der Verlust an Licht, welcher durch das Glas bedingt wird, muß für jedes Instrument experimentell bestimmt werden. Wird der Apparat am Abend auseinandergenommen, was in einem durch eine Sodaflamme erleuchteten Zimmer geschehen muß, so sieht man die schwarzen Scheiben, die eine Stunde exponirt waren. Zwischen denselben erblickt man 10 Scheiben von verschiedenen Nüancen. Diejenige, welche zwei Secunden exponirt war, ist vielleicht kaum sichtbar, während diejenige, welche 30 Secunden exponirt war, vielleicht zu dunkel zur Bestimmung der Intensität ist. Eine der Scheiben wenigstens muß eine Nüance haben, deren Intensität an einem graduirten Streifen (siehe meine frühere Mittheilung ¹⁾) abgelesen werden kann.

Um die Beobachtungen geschwind ablesen zu können, wird vermittelt eines Drückers die Hälfte der schattirten Scheiben herausgedrückt. Das eine Ende des Papierstreifens wird sodann in die zum Ablesen bestimmte

1) Diese Annal. Bd. 124, S. 369.

Trommel ¹⁾ geklemmt und die übrig gebliebenen Hälften der gefärbten Scheiben dicht über die graduirten Streifen zugepreßt. Wird die Trommel um ihre horizontale Axe gedreht, so werden die verschiedenen Nüancen der graduirten Streifen an den halbkreisförmigen Oeffnungen der exponirten Scheiben vorbeigeführt und es kann somit der Punkt des graduirten Streifens, dessen Nüance identisch ist mit jedem der schattirten Scheiben, leicht bestimmt werden. Eine jede Nüance wird zehnmal abgelesen und das Mittel genommen.

Ueber die Calibrirung der fixirten Streifen und Blättchen. ²⁾

Die Calibrirung der fixirten Streifen kann mit Vorthail unabhängig vom Pendelapparat ³⁾ auf folgende Weise gemacht werden. Der zu calibrirende Streifen wird auf die zum Ablesen bestimmte Trommel geklebt und die Punkte des Streifens werden bestimmt, deren Nüance gleich ist, wenn verschiedene Stücke des empfindlichen Papiers, die zu gleicher Zeit dem Zenithlicht ausgesetzt waren, aber so, daß ein jedes sich am Boden eines oben offenen Cylinders befand, dessen Oeffnung durch ein Diaphragma bedeckt wurde, welches in den verschiedenen Cylindern verschieden war. Sechs Cylinder von 6 Decim. Länge und 1 Decim. im Durchschnitt wurden zu solcher Calibrirung benutzt. Ein jeder dieser Cylinder war mit einer durchbohrten Metallplatte bedeckt. Die Durchbohrungen waren von verschiedener Größe, so daß die relative Intensität der in diesen Cylindern befindlichen Papierstücke die folgende war:

1) *Phil. Trans.* 1865, p. 615, Fig. 6.

2) *Loc. cit.* p. 364.

3) Diese *Annal.* Bd. 117, S. 529.

		Relative Intensität
Cylinder	1	1,00
"	2	2,32
"	3	4,00
"	4	6,13
"	5	8,72
"	6	11,95.

Diese Papierstücke wurden nun in ein dunkles Zimmer gebracht und die Punkte des zu graduirenden Streifens bestimmt, deren Nüance mit den verschiedenen Papierstücken übereinstimmte. So wurde eine Anzahl von Punkten gefunden, deren relative Intensität bekannt war. Die Normalschwärzung ¹⁾ (die der Intensität 1 entspricht) ward nun auf dem Streifen abgelesen und wenn der betreffende Punkt mit einem der vorher fixirten übereinstimmte, so wurden die den gefundenen Punkten correspondirenden Intensitäten leicht gefunden. Mehrere Experimente mit den Cylindern wurden für jeden zu calibrirenden Streifen gemacht, und da im Allgemeinen die Intensität des Tageslichtes bei den verschiedenen Experimenten verschieden seyn wird, ward eine große Anzahl von Punkten gefunden, unter denen einer ziemlich genau mit der Normalschwärze übereinstimmen wird. Als Beispiel gebe ich die folgenden Zahlen, welche für einen mit C bezeichneten Streifen gefunden wurden. Die Normalschwärze, die der Intensität 1 entspricht, wurde als bei 132^{mm} liegend gefunden.

Die erste Columne giebt die Nummern des Cylinders, unter welchem das Papier exponirt wurde; die zweite Columne giebt die mittlere Ablesung auf dem zu graduirenden Streifen; die dritte Columne giebt die relative und die vierte die absolute Intensität, wenn die Intensität 1 der Zahl 132 auf dem zu graduirenden Streifen entspricht.

1) Diese Ann. Bd. 117, S. 566.

Experiment A.

I.	II.	III.	IV.
2	170	2,32	0,27
3	163	4,00	0,46
4	151	6,13	0,70
5	131*	8,72	1,00
6	101	11,75	1,35

Experiment B.

I.	II.	III.	IV.
2	168	2,32	0,20
3	158	4,00	0,52
4	146*	6,13	0,79
6	82	11,75	1,51

Experiment C.

I.	II.	III.	IV.
1	166	1,00	0,31
2	150*	2,32	0,72
3	106	4,00	1,24

Experiment D.

I.	II.	III.	IV.
1	173	1,00	0,28
2	157	2,32	0,65
3	119*	4,00	1,12
4	59	6,13	1,72
5	21	8,72	2,44

Experiment E.

I.	II.	III.	IV.
1	161	1,00	0,44
2	130*	2,32	1,02
3	70	4,00	1,76
4	15	6,13	2,69.

Experiment F.

I.	II.	III.	IV.
4	147*	6,13	0,77
4	123	8,72	1,09

Die mit einem Stern bezeichneten Ablesungen wurden benutzt, um die verschiedenen Versuche mit einander zu verbinden. Falls in einem Versuche keine Ablesung identisch gefunden ward mit einer schon früher gefundenen, ward die an der nächst liegenden Ablesung correspondirende Intensität durch Interpolation gefunden. So wurde z. B. im Experiment B die der Ablesung 146 correspondirende Intensität durch Interpolation zwischen den den Ablesungen 131 und 151 entsprechenden Intensitäten in Experiment A gefunden. Aus diesen Zahlen wurden die Intensitäten für die folgenden Punkte gewonnen.

Mm.	J	Mm.	J	Mm.	J	Mm.	J
173	0,28	151	0,70	130	1,02	70	1,76
170	0,27	150	0,72	123	1,09	59	1,72
168	0,29	147	0,77	119	1,12	21	2,44
166	0,31	146	0,79	106	1,24	15	2,69
163	0,46	132	1,00	101	1,35		
158	0,52	131	1,01	82	1,51		

Auf diese Art ward folgende Calibrirungstabelle durch graphische Interpolation erhalten.

I.	II.	I.	II.	I.	II.	I.	II.
10	2,89	56	1,86	102	1,32	148	0,70
1	2,85	7	1,84	3	1,30	49	0,68
2	2,81	8	1,82	4	1,28	150	0,67
3	2,77	9	1,81	5	1,26	1	0,65
4	2,73	60	1,80	6	1,24	2	0,63
5	2,69	1	1,79	7	1,23	3	0,61
6	2,64	2	1,78	8	1,22	4	0,59
7	2,60	3	1,77	9	1,21	5	0,58
8	2,56	4	1,76	110	1,20	6	0,56
9	2,52	5	1,75	1	1,19	7	0,54
20	2,48	6	1,74	2	1,18	8	0,52
1	2,44	7	1,73	3	1,17	9	0,51
2	2,42	8	1,72	4	1,16	160	0,50
3	2,41	9	1,71	5	1,15	1	0,49
4	2,39	70	1,69	6	1,15	2	0,48
5	2,37	1	1,68	7	1,14	3	0,46
6	2,35	2	1,66	8	1,13	4	0,41
7	2,34	3	1,65	9	1,12	5	0,36
8	2,32	4	1,63	120	1,12	6	0,31
9	2,31	5	1,62	1	1,11	7	0,30
30	2,29	6	1,60	2	1,10	8	0,29
1	2,28	7	1,59	3	1,09	9	0,28
2	2,26	8	1,57	4	1,07	170	0,27
3	2,24	9	1,56	5	1,06	1	0,26
4	2,23	80	1,54	6	1,05	2	0,25
5	2,21	1	1,53	7	1,04	3	0,24
6	2,19	2	1,51	8	1,03	4	0,22
7	2,18	3	1,51	9	1,02	5	0,20
8	2,16	4	1,50	130	1,01	6	
9	2,15	5	1,49	1	1,00	7	
40	2,13	6	1,48	2	0,99	8	
1	2,11	7	1,48	3	0,97	9	
2	2,09	8	1,47	4	0,95	180	
3	2,07	9	1,47	5	0,94		
4	2,05	90	1,46	6	0,92		
5	2,03	1	1,45	7	0,90		
6	2,02	2	1,44	8	0,88		
7	2,00	3	1,43	9	0,86		
8	1,99	4	1,42	140	0,85		
9	1,97	5	1,41	1	0,83		
50	1,96	6	1,40	2	0,81		
1	1,94	7	1,39	3	0,79		
2	1,93	8	1,38	4	0,77		
3	1,91	9	1,37	5	0,76		
4	1,90	100	1,36	6	0,74		
5	1,88	1	1,35	7	0,72		

Um die Genauigkeit dieser Calibrirungsmethode zu prüfen, wurde ein Papierstreif im Handinsolator ¹⁾ für bekannte aber wechselnde Zeiten rasch hintereinander dem diffusen Lichte eines wolkenlosen Himmels ausgesetzt. Vermittelst dieser Methode konnte eine zweite Calibrirungstabelle erhalten werden, und es wurde gefunden, daß dieselbe innerhalb der Gränzen der Beobachtungsfehler mit der oben gegebenen übereinstimmte.

Um die Wiederholung der obigen Versuche bei einer jeden neuen Calibrirung zu vermeiden, wurde eine Reihe fixirter Blättchen ²⁾ verfertigt, indem man identische Nüancen auf dem Streifen C ablas. Die folgenden Zahlen wurden auf diese Weise erhalten.

Normal-Nüance.	Mittel von 10 Ablesungen.	Intensität.
No. I.	18 ^{mm}	2,56
II.	54	1,90
III.	74	1,63
IV.	117	1,14
V.	132	1,00
VI.	146	0,70
VII.	157	0,54
VIII.	160	0,50
IX.	164	0,41.

Vermittelst dieser fixirten Blättchen kann die Intensität eines jeden graduirten Streifens abgelesen werden.

Ueber die Zubereitung des Papiers in Streifen von constanter Empfindlichkeit.

In der oben erwähnten Abhandlung ³⁾ ist gezeigt worden, daß Papier, welches mit einer Salzlösung gesättigt ist und welches eine Oberfläche von 0,3 Quadratm. besitzt, so gesilbert werden kann, daß jeder Theil des Papiers, nachdem er getrocknet ist, gleiche Empfindlichkeit

1) Diese Annal. Bd. 124, S. 368.

2) Diese Annal. Bd. 124, S. 364.

3) Diese Annal. Bd. 117, S. 552.

besitzt. Da in der oben angegebenen Methode das Papier in langen Streifen benutzt wird, spart es viele Zeit und Mühe, wenn man das Papier zuerst in Streifen schneidet, und dann silbert, daß auch hier das Papier eine gleichmäßige Intensität besitzt wird durch folgende Versuche gezeigt.

Papier, welches mit einer Salzlösung gesättigt war, wurde in Bogen von 2 Decim. im Quadrat auf die Oberfläche einer 12procentigen salpetersauren Silberlösung gelegt. Nachdem es fünf Minuten auf dieser Lösung gelegen hatte, wurde es zum Trocknen aufgehängt. Papier, das mit derselben Salzlösung gesättigt war, wurde in Streifen von 5 Centm. Breite geschnitten, und gesilbert vermittelst einer Silberlösung, welche in einem engen hölzernen Gefäß von 1,5 Meter Länge enthalten war. Aus dem auf diese beiden Arten zubereiteten Papier wurden kleine Stücke geschnitten und auf zwei Insulationsbänder gebracht. Nachdem sie zu gleicher Zeit dem Sonnenlichte ausgesetzt waren, wurde ihre Schattirung bestimmt. Die folgende Tabelle zeigt, daß die auf beiden Arten bestimmte Intensität des Sonnenlichtes identisch ist.

Experiment A

Papier in Bogen				Papier in Streifen			
No.	n	Mittlere Ablesung	J	No.	n	Mittlere Ablesung	J
1	20"	76	0,99	1	20"	73	1,03
2	15	117	0,76	2	15	115	0,83
3	20	72	1,04	3	20	56	1,25
4	15	78	0,98	4	15	78	0,98
5	10	79	0,97	5	10	74	1,01
6	10	131	0,66	6	10	115	0,77
7	15	76	0,99	7	15	61	1,20
8	10	114	0,98	8	10	113	0,78
			Mittel 0,076				Mittel 0,071

Experiment B.

Papier in Bogen				Papier in Streifen			
No.	n	Mittlere Ablesung	J	No.	n	Mittlere Ablesung	J
1	10"	128	0,69	1	10"	126	0,76
2	10	120	0,75	2	10	122	0,73
3	15	97	0,87	3	15	114	0,78
4	5	153	0,47	4	5	154	0,45
5	5	117	0,76	5	5	131	0,66
6	10	123	0,73	6	10	125	0,71
7	5	140	0,60	7	5	139	0,61
8	5	135	0,63	8	5	140	0,60
9	5	141	0,59	9	5	142	0,58
			Mittel 0,098				Mittel 0,094

Die mittlere Intensität des Sonnenlichtes, die sich aus *A* und *B* ergibt, ist deshalb mit Papier, welches in Bogen gesilbert wurde, $\frac{0,066 + 0,098}{2} = 0,082$. Für Papier, welches in Streifen geschnitten und dann gesilbert wurde, $\frac{0,071 + 0,094}{2} = 0,082$. Wir können hieraus schliessen, daß die Methode, Papier in Streifen zu silbern, zuverlässig ist.

Bestimmung der Expositionszeiten des empfindlichen Papiers.

Die Zeit, während welcher das empfindliche Papier exponirt wird, hängt ab von der Zeit, die verfließt, zwischen dem Contact des elastischen Armes (*E* Fig. 1) mit zwei auf einander folgenden Platinnadeln des Rades *D*. Da jedoch eine kurze Zeit nach der Unterbrechung des Stromes verfließt, bis das Hemmungsrad (*F* Fig. 2, Taf. IV) in Bewegung gesetzt wird, so ist es nöthig, die Insolationszeit direkt zu wissen. Dieses wurde vermittelst eines Chronographen bewerkstelligt, der Fünftel-Secunden mit Genauigkeit angab und mir von Hrn. J. B. Jancer geliehen wurde. Eine große Anzahl von Beobachtungen wurde gemacht und aus diesen die Insolationszeit bestimmt. Die längeren Zeiten wurden außerdem vermittelst einer Uhr, die Viertel-Secunden angab, gemessen und identisch gefunden mit den Zeiten, die mit den Chronographen bestimmt waren. Folgende Tabelle wurde so erhalten.

Intervall No. 1	No. 2	No. 3	No. 4	No. 5	No. 6	No. 7	No. 8	No. 9	No. 10
2,2	2,8	3,8	5,2	6,7	9,5	10,8	17,3	20,2	31,4
2,0	3,0	2,8	5,3	7,0	8,7	10,3	16,2	20,6	32,0
1,7	3,8	3,0	6,0	7,0	9,3	11,0	17,8	19,7	32,4
2,9	3,1	4,3	5,3	6,8	9,9	10,0	16,9	19,4	31,1
1,7	2,0	3,1	4,8	6,9	9,7	9,7	17,2	20,4	30,7
2,7	2,6	3,9	5,2	6,7	9,0	10,2	18,1	20,5	31,7
2,9	1,9	3,6	6,1	6,8	9,5	10,0	16,6	20,2	31,4
	3,0	4,0	5,2	7,0	9,2	10,3	17,0	20,5	31,1
		4,1	4,5	6,3	10,0	9,9	16,7	20,2	31,6
			5,3	6,9	9,2	10,1	17,9	20,5	32,0
			5,3	7,1	9,7	10,6	16,6	19,7	32,6
				7,0	9,4	10,1	17,0	20,1	32,4
				6,9	10,1	10,3	16,9		
				6,9	10,4	10,0			
				7,0	10,1	10,1			
				7,0	9,7	10,1			
				6,9	10,2	10,3			
Mittel 2'',3	2'',8	3'',6	5'',3	6'',9	9'',6	10'',2	17'',1	20'',2	31'',7

Bestimmung des Absorptions- und Reflexionscoëfficienten
der Glaskuppe.

Um das Papier trocken zu halten und den Apparat vor Regen zu schützen, wird derselbe in feuchtem Wetter unter eine Glaskuppe gestellt; so daß das Papier nahezu im Mittelpunkt des halbkugelförmigen obern Theiles der Glaskuppe liegt. Um den Coëfficienten, welcher durch den Verlust an Intensität, der durch das Glas hervorgerufen wurde, zu bestimmen, wurden gleichzeitige Beobachtungen mit einem Handinsolator und dem auf die beschriebene Art bedeckten Apparat gemacht. Folgende Experimente wurden zur Bestimmung des Coëfficienten benutzt, der bei den am Ende dieser Abhandlung gegebenen Messungen angewandt wurde. Bezeichnet J_h die mit dem Handinsolator, J_e die mit dem selbstregistrirenden Instrument gemessene Intensität, so giebt die Gleichung $J_h = J_e + \text{constante}$ den Werth des Coëfficienten.

Selbstregistrirendes Instrument.

Zeit	n	Mittlere Ablesung	J	$\frac{J}{n}$
Experim. I. 11 ^h 0' a. m.	5,3 10,2 17,1	169 154 144	0,26 0,45 0,56	0,049 0,044 0,033
			Mittel	0,042
Experim. II. 2 ^h p. m.	9,6 10,2 17,1	145 138 60	0,55 0,61 1,21	0,059 0,059 0,070
			Mittel	0,062
Experim. III. 2 ^h 30' p. m.	5,3 6,9 9,6	155 150 143	0,44 0,50 0,57	0,083 0,072 0,059
			Mittel	0,071
Experim. IV. 3 ^h 0'	3,6 5,3 6,9	168 162 150	0,28 0,36 0,50	0,077 0,068 0,072
			Mittel	0,072

Hand-Instrument.

Zeit	n	Mittlere Ablesung	J	$\frac{J}{n}$
11 ^h 0'	5 10	154 188	0,45 0,65	0,090 0,065
			Mittel	0,078
2 ^h	10	59	1,24	0,124
2 ^h 30'	5 5	140 137	0,60 0,62	0,120 0,124
			Mittel	0,122
3 ^h	5 5	137 120	0,62 0,75	0,124 0,150
			Mittel	0,137

Die folgende Tabelle zeigt, daß der zu verschiedenen Tageszeiten bestimmte Coëfficient ziemlich constant ist. Der mittlere Werth 1,94 ist deshalb im Folgenden angenommen worden.

Zeit	Coëfficient	Abweichungen vom Mittel
11 ^h 0' a. m.	1,857	— 0,080
2 ^h 0' p. m.	2,000	+ 0,063
2 ^h 30'	1,950	+ 0,013
3 ^h 0'	1,902	— 0,035
3 ^h 30'	1,518	— 0,219
4 ^h 0'	1,939	+ 0,002
4 ^h 30'	2,189	+ 0,252
5 ^h 30'	1,941	+ 0,004
Mittel	1,939	0,083.

Vergleichung der mit dem Handinsolator und dem selbstregistrirenden Instrument erhaltenen Curven der täglichen Intensität.

Während der Monate Mai, Juni und Juli 1873 wurden stündliche Bestimmungen der Intensität des Tageslichtes im Victoria-Park zu Manchester gemacht. An 12 verschiedenen Tagen wurden die Bestimmungen der Intensität mit dem Handinsolator sowohl als mit dem selbstregistrirenden Instrument gemacht. An 10 anderen Tagen wurde nur das selbstregistrirende Instrument benutzt. Ich halte es für unnöthig, die Details dieser Bestimmungen für mehr als 6 Tage zu geben, an denen beide Methoden angewandt wurden, um zu zeigen, daß dieselben übereinstimmende Resultate geben und daß deshalb das selbstregistrirende Instrument zuverlässig ist. Die erwähnten Beobachtungen wurden am 17. und 19 Mai, am 9., 17., 18. Juni und am 1. Juli gemacht. Die folgenden Tafeln und Figuren zeigen die Uebereinstimmung der Beobachtungen. Die einen Figuren geben die Resultate die mit dem Handinsolator gemacht wurden, die anderen, die des selbstregistrirenden Instrumentes.

Mit dem selbstregistrirenden Instrument.

<i>T</i>	<i>T</i>	<i>n</i>	Mittlere Ablesung	<i>J</i>	
11 ^h 15'	10 ^h 30'	6,9 9,6 17,1 20,2	160 151 100 84	0,54 0,69 1,34 1,49	Mitte
12 ^h 15'	11 ^h 30'	5,3 6,9 9,6	127 52 48	0,95 1,78 1,81	Mitte
1 ^h 15'	12 ^h 30'	20,2 17,1 9,6	138 155 168	0,84 0,62 0,37	Mitte
2 ^h 15'	1 ^h 30'	17,1 10,2 9,6	98 145 152	1,36 0,77 0,67	Mitte
3 ^h 15'	2 ^h 30'	Keine Beobachtungen.			
4 ^h 15'	3 ^h 30'	17,1 10,2 9,6 6,9	92 145 135 152	1,42 0,77 0,87 0,67	Mitte
	4 ^h 30'	9,6 17,1 20,2	162 152 140	0,49 0,67 0,82	Mitte
	5 ^h 30'	31,7	126	0,96	
	5 ^h 20'	20,2	145	0,62	

$270^{\circ}0' =$
 $080^{\circ}0'$

Mit dem Hand-Instrument.					
$\frac{J}{n}$	T	n	Mittlere Ablesung	J	$\frac{J}{n}$
0,078 0,072 0,078 0,074 <u>=0,076</u>	10 ^h 30'	$\left. \begin{array}{l} 25 \\ 15 \\ 10 \\ 15 \end{array} \right\}$	$\begin{array}{c} 73 \\ 61 \\ 149 \\ 106 \\ \text{Diff.} = -0,008 \end{array}$	$\begin{array}{c} 1,59 \\ 1,69 \\ 0,72 \\ 1,29 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,064 \\ 0,113 \\ 0,092 \\ 0,086 \\ \text{Mittel} = 0,084 \end{array}$
0,177 0,257 0,188 <u>=0,209</u>	11 ^h 30'	$\left. \begin{array}{l} 5 \\ 10 \\ 10 \end{array} \right\}$	$\begin{array}{c} 148 \\ 34 \\ 41 \\ \text{Diff.} = +0,031 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,74 \\ 1,94 \\ 1,87 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,188 \\ 0,198 \\ 0,187 \\ \text{Mittel} = 0,176 \end{array}$
0,042 0,036 0,039 <u>=0,039</u>	12 ^h 30'	$\left. \begin{array}{l} 20 \\ 15 \end{array} \right\}$	$\begin{array}{c} 142 \\ 151 \\ \text{Diff.} = -0,004 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,80 \\ 0,69 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,040 \\ 0,046 \\ \text{Mittel} = 0,043 \end{array}$
0,079 0,075 0,070 <u>=0,075</u>	1 ^h 30'	$\left. \begin{array}{l} 10 \\ 10 \\ 7 \end{array} \right\}$	$\begin{array}{c} 141 \\ 145 \\ 146 \\ \text{Diff.} = -0,014 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,81 \\ 0,97 \\ 0,76 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,081 \\ 0,077 \\ 0,108 \\ \text{Mittel} = 0,089 \end{array}$
2 ^h 30' Keine Beobachtungen.					
0,088 0,075 0,090 0,097 <u>=0,083</u>	3 ^h 30'	$\left. \begin{array}{l} 10 \\ 15 \\ 10 \end{array} \right\}$	$\begin{array}{c} 135 \\ 126 \\ 150 \\ \text{Diff.} = +0,009 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,87 \\ 0,96 \\ 0,70 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,087 \\ 0,064 \\ 0,070 \\ \text{Mittel} = 0,074 \end{array}$
0,051 0,037 0,040 <u>=0,046</u>	4 ^h 30'	$\left. \begin{array}{l} 15 \\ 20 \\ 25 \end{array} \right\}$	$\begin{array}{c} 156 \\ 146 \\ 128 \\ \text{Diff.} = +0,004 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,61 \\ 0,76 \\ 0,94 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,041 \\ 0,038 \\ 0,038 \\ \text{Mittel} = 0,039 \end{array}$
0,030 0,030 <u>=0,030</u>	5 ^h 30'	$\left. \begin{array}{l} 30 \\ 20 \end{array} \right\}$	$\begin{array}{c} 146 \\ 159 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,76 \\ 0,56 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,025 \\ 0,028 \end{array}$

M

Mit dem selbstregistrirenden Instrument

<i>T</i>	<i>T</i>	<i>n</i>	Mittlere Ablesung	<i>J</i>	
9 ^h 30'	5 ^h 20'	{ 20,2 31,7	149 117	0,51 0,76	Mitte
8 ^h 0'	6 ^h 20'	{ 17,1 20,2	116 76	0,77 0,99	Mitte
9 ^h 0'	7 ^h 20'	{ 5,3 6,9	161 147	0,88 0,53	Mitte
10 ^h 0'	8 ^h 20'	{ 5,3 6,9	153 139	0,47 0,61	Mitte
11 ^h 0'	9 ^h 20'	{ 5,3 6,9	145 138	0,55 0,61	Mitte
12 ^h 0'	10 ^h 20'	{ 6,9 9,6	60 10	1,21 1,68	Mitte
1 ^h 0'	11 ^h 20'	{ 5,3 6,9 9,6	153 145 129	0,47 0,55 0,68	Mitte
2 ^h 0'	12 ^h 20'	{ 10,2 17,1	154 125	0,45 0,71	Mitte
3 ^h 0'	1 ^h 20'	{ 5,3 6,9	124 95	0,71 0,89	Mitte
	2 ^h 20'	{ 2,8 3,6 5,3	151 131 113	0,49 0,66 0,78	Mittel
	3 ^h 20'	{ 10,2 17,1	155 142	0,44 0,58	Mittel
	4 ^h 20'	{ 10,2 17,1 20,2	134 90 63	0,64 0,91 0,17	
	5 ^h 20'	{ 10,2 17,1	158 146	0,41 0,54	

980'0 =

780'0

80'0

20'0

Mit dem Hand-Instrument.					
$\frac{J}{n}$	T	n	Mittlere Ablesung	J	$\frac{J}{n}$
0,025 0,024 d=0,025					
0,045 0,049 d=0,047					
0,072 0,077 d=0,075					
0,089 0,089 d=0,089					
0,104 0,088 d=0,096					
0,175 0,175 d=0,175	10 ^h 20'	$\left\{ \begin{array}{l} 5 \\ 5 \\ 10 \end{array} \right.$	119 118 20 Diff. = +0,022	0,75 0,76 1,58	0,150 0,152 0,158 Mittel = 0,153
0,088 0,080 0,071 d=0,080	11 ^h 20'	$\left\{ \begin{array}{l} 5 \\ 5 \\ 10 \end{array} \right.$	150 153 117 Diff. = -0,007	0,50 0,47 0,76	0,100 0,094 0,076 Mittel = 0,087
0,044 0,042 d=0,043	12 ^h 20'	$\left\{ \begin{array}{l} 10 \\ 15 \end{array} \right.$	156 137 Diff. = +0,001	0,43 0,62	0,043 0,041 Mittel = 0,042
0,134 0,129 d=0,132	1 ^h 20'		Keine Beobachtung.		
0,175 0,183 0,147 d=0,168	2 ^h 20'	$\left\{ \begin{array}{l} 3 \\ 3 \\ 5 \end{array} \right.$	145 123 132 Diff. = +0,015	0,55 0,72 0,66	0,183 0,144 0,132 Mittel = 0,153
0,043 0,034 d=0,039	3 ^h 20'	$\left\{ \begin{array}{l} 10 \\ 15 \end{array} \right.$	153 146 Diff. = +0,002	0,47 0,54	0,047 0,036 Mittel = 0,041
0,063 0,053 0,058 d=0,058	4 ^h 20'	$\left\{ \begin{array}{l} 10 \\ 15 \\ 20 \end{array} \right.$	138 127 69 Diff. = +0,004	0,61 0,69 1,09	0,061 0,046 0,055 Mittel = 0,054
0,040 d=0,040		$\left\{ \begin{array}{l} 10 \\ 15 \end{array} \right.$	158 158	0,41 0,47	0,041 0,031

Mit dem selbstregistrierenden Instrument

<i>T</i>	<i>n</i>	Mittlere Ablesung	<i>J</i>	
In den ersten zwei Stunden wurde der Protector benutzt				
4h 30'	5h 0'	20,2	160	0,39
5h 30'	6h 0'	17,1	143	0,57
6h 30'	Von hier			
7h 30'	7h 0'	{ 9,6	157	0,59
		{ 10,2	155	0,62
		{ 17,1	118	0,14
8h 30'	8h 0'	{ 10,2	172	0,31
		{ 17,1	165	0,43
		{ 20,2	165	0,43
9h 30'	9h 0'	{ 17,1	160	0,54
		{ 20,2	146	0,76
10h 30'	10h 0'	{ 5,3	162	0,49
		{ 9,6	103	1,32
		{ 17,1	10	2,18
11h 30'	11h 0'	{ 5,3	127	0,95
		{ 6,9	157	0,59
		{ 9,6	152	0,67
12h 30'	12h 0'	{ 2,8	148	0,74
		{ 3,6	127	0,95
		{ 5,3	119	1,10
1h 30'	1h 0'	{ 2,8	147	0,75
		{ 3,6	140	0,82
		{ 5,3	122	1,00
2h 30'	2h 0'	3,6	122	1,00
	3h 0'	{ 2,8	163	0,47
		{ 3,6	186	0,61
	4h 0'	{ 9,6	165	0,43
		{ 17,1	127	0,95

$\varepsilon 20'0'' = 1$
 $\varepsilon 20'0''$
 $120'0''$

Mit dem Hand-Instrument.					
$\frac{J}{n}$	T	n	Mittlere Ablesung	J	$\frac{J}{n}$
lzt.					
0,027					
0,064					
an wurde die Scala A benutzt.					
0,061	7 ^h 0'	10	152	0,67	0,067
0,062		10	148	0,74	0,074
0,067		15	128	0,94	0,063
=0,063			Diff. = -0,005		Mittel = 0,068
0,030	8 ^h 0'	10	169	0,36	0,036
0,025		15	167	0,39	0,026
0,023		20	158	0,58	0,029
=0,026			Diff. = -0,004		Mittel = 0,030
0,032	9 ^h 0'	10	155	0,62	0,062
0,038		15	143	0,79	0,053
=0,035		20	124	0,98	0,049
			Diff. = -0,020		Mittel = 0,055
0,092	10 ^h 0'	5	154	0,64	0,128
0,138		10	90	1,43	0,143
0,129		15	29	1,98	0,132
=0,119			Diff. = -0,015		Mittel = 0,134
0,179	11 ^h 0'	5	165	0,43	0,086
0,085		5	164	0,45	0,090
0,070		10	142	0,80	0,083
=0,111			Diff. = +0,026		Mittel = 0,085
0,264	12 ^h 0'	3	156	0,70	0,231
0,264		3	145	0,77	0,257
0,207		5	119	1,10	0,220
=0,245			Diff. = +0,011		Mittel = 0,234
0,268	1 ^h 0'	3	145	0,77	0,257
0,228		3	144	0,78	0,250
0,190		5	86	1,47	0,294
=0,230			Diff. = -0,040		Mittel = 0,270
0,278	2 ^h 0'		Keine Beobachtungen.		
0,168	3 ^h 0'	3	159	0,56	0,187
0,170		3	142	0,49	0,163
=0,169			Diff. = -0,006		Mittel = 0,175
0,045	4 ^h 0'	10	149	0,72	0,072
0,056		15	143	0,79	0,053
=0,051			Diff. = -0,011		Mittel = 0,062

Die Integrale der mittleren chemischen Intensität ¹⁾ für 6 Tage, an welchen beide Methoden angewandt wurden, stimmen so genau, wie wir es erwarten können, mit einander überein.

Tägliche Integrale der chemischen Intensität bestimmt

	1) mit dem selbst- registirenden Instrument	2) mit dem Hand- insolator
Mai 17.	82,8	81,6
„ 19.	49,5	47,2
Juni 9.	87,1	96,7
„ 17.	51,0	52,2
„ 18.	52,2	47,4
Juli 15.	111,2	107,3.

Dem Hrn. Thomas Carnelley B. Sc. sage ich meinen besten Dank für seine werthvolle Hülfe bei den obigen Bestimmungen.

1) Pogg. Ann. Bd. 124, S. 378.

(Hier folgen 6 Beobachtungs-Tabellen.)

VI. Untersuchung über die galvanische Polarisation und die Vertheilung des Stromes in Elektrolyten; von Friedrich C. G. Müller in Osnabrück.

Erste Abhandlung.

§. 1.

Ogleich der innere Vorgang der elektrolytischen Stromleitung von dem bei der metallischen Leitung durchaus verschieden ist, indem nach der geläufigsten Auffassung Atome und Moleküle der in Zersetzung befindlichen Flüssigkeit den Transport der Elektricitäten übernehmen, ist man sich doch darüber einig, daß in Bezug auf die Stromverbreitung die Ohm'schen Principien und die Kirchhoff'schen Sätze für beide Arten der Leitung ihre volle, gleiche Gültigkeit haben. Versuche über Stromverbreitung sind trotzdem nur wenige ausgeführt. Poggen-dorff¹⁾, Jacobi²⁾, neuerdings namentlich Quincke³⁾ zeigten, trotzdem ihre Experimente theilweise resultatlos blieben, doch so viel, daß wenn der Strom durch einen dünnen Draht geleitet wird, man eine geringe Verminderung des Widerstandes dadurch erreicht, daß man der Draht mit einem Elektrolyten umgiebt.

Es findet dabei eine Abzweigung des Stromes von dem Draht durch die Flüssigkeit statt. Ob aber die von Quincke quantitativ bestimmte Verminderung des Widerstandes die von der Theorie verlangte ist, darüber erhält man keinen Aufschluß. Wollte man auch nachträglich nicht zurückschrecken vor den großen Schwierigkeiten, welche eine mathematische Entwicklung der Widerstandsgröße für die von Quincke benutzte Anordnung darbie-

1) Pogg. Annal. Bd. LXIV, S. 54.

2) Pogg. Annal. Bd. LXIX, S. 181.

3) Pogg. Annal. Bd. CXLIV, S. 18.

tet, so wäre es doch sehr fraglich, ob die Theorie mit jenem Experiment stimmte, das, wie sich zeigen wird, in der Polarisirung wahrscheinlich eine unberechenbare Fehlerquelle hatte.

In derselben Abhandlung S. 169 beschreibt Quincke einen andern Versuch, der über die Stromleitung in Elektrolyten ebenfalls hätte Aufschluß geben können. Der Strom einer 77gliedrigen Grove'schen Säule wird durch einen prismatischen Trog mit Kupfervitriollösung geleitet. Ein Glimmerblättchen theilt aber den Trog in zwei Hälften und gestattet dem Strom nur durch ein kleines Löchelchen einen Durchgang. Nach den Worten der Abhandlung „floß der Strom innerhalb zweier Kegel mit rechteckförmiger Basis, deren Spitzen in der Oeffnung des Glimmerblattes zusammenstießen.“ In diesem Satze liegt eine zweifelhafte Annahme; warum sollte außerhalb des gedachten Kegels kein Strom fließen? Aufklärung würde man von einer Bestimmung des Widerstandes der Flüssigkeit mit und ohne Diaphragma haben erwarten können, wenn der Versuch nicht zu einem ganz andern Zwecke ausgeführt wäre.

Ueber die Stromverbreitung in einem homogenen elektrolytischen Leiter von beliebiger Gestalt fehlen also fast alle Angaben. Bei den bis jetzt über die Leitungsfähigkeit der Elektrolyten angestellten Versuchen befand sich die Flüssigkeit in parallelepipedischen oder cylindrischen Trögen und nahmen die Elektroden die ganze Breite ein; die Größe der Platten bestimmte dann den Querschnitt. Wenn einzelne Forscher bei ihren Versuchen die Elektroden nicht bis auf den Boden eintauchen ließen, oder sie kleiner wählten als den Querschnitt der Flüssigkeit, so nahmen sie ohne Weiteres an, der Widerstand sey derselbe geblieben, also nur von dem Querschnitt der durchlaufenen Flüssigkeit abhängig. Ob bei gleichbleibendem Abstand der Elektroden und unverändertem Querschnitt des flüssigen Leiters bei einer fortgesetzten Verkleinerung der Elektroden der Widerstand derselbe bleibt, ist meines

Wissens durch eine eingehende experimentelle Prüfung nicht entschieden. Eine Erwähnung dieser Verhältnisse geschieht im beschränkten Maasse durch Daniell bei seiner Untersuchung über den Widerstand cylindrischer Zellen ¹⁾; am bemerkenswerthesten ist die letzterer Mittheilung von Poggendorff hinzugefügte Notiz, daß nach Ausweis mehrerer Versuche bei der Grove'schen Kette die Vergrößerung der Platinplatte ohne großen Werth sey.

Nachfolgende Arbeit macht den Versuch, die angedeuteten Fragen experimentell zu beantworten. Auf drei Wegen will sie sich ihrem Ziele nähern.

1) Man variire den Querschnitt q und die Länge l des der Einfachheit wegen parallelepipedischen Elektrolyten, ebenso die Größe der Polplatten g , und bestimme jedesmal den Widerstand. Da von vornherein feststeht, daß letzterer von g , l , q gleichzeitig abhängt, also $W = f(g, l, q)$, werden sorgfältige und zahlreiche Versuchsreihen die Natur der Function kennen lehren.

2) Es sollen in der Längsrichtung des durchströmten flüssigen Leiters Metallleiter von verschwindendem Widerstande (z. B. ein Stück dicken Kupferdrahts) ohne die Elektroden zu berühren eingeführt und die jedesmalige Vermehrung der Leitungsfähigkeit gemessen werden. Aus den so erhaltenen Reihen läßt sich ebenfalls auf die Stromverbreitung schließen.

3) Die Stromdichtigkeit in verschiedenen Flächenstücken irgend eines Querschnitts soll gemessen werden durch die elektrolytische Action, welche an einer kleinen an der betreffenden Stelle eingebrachten Zwischenplatte stattfindet.

Der Ausführung dieses Planes stellt sich die an den Elektroden und Zwischenplatten auftretende galvanische Polarisirung entgegen. Allerdings haben wir zwei nicht polarisirende Combinationen: Kupferplatten in reinem Kupfervitriol ²⁾, amalgamirte Zinkplatten in reinem Zinkvi-

1) Pogg. Ann. Bd. LX, S. 387.

2) Man vergleiche §. 7.

triel¹⁾. Ich glaubte aber von vornherein schon deshalb von diesen Elektrolyten absehen zu müssen, weil sie wegen ihres grossen eigenen Widerstandes und den dabei zu verwendenden grossen Batterien auch mit feinen Apparaten keine Messungen von gewünschter Genauigkeit gestatten. Ich wählte deshalb verdünnte Schwefelsäure, in der leider alle Metalle stark polarisirt werden. Wenn die Grösse der Polarisation genau bekannt wäre, so liesse sich ihr störender Einfluß eliminiren. Allein die von den verschiedensten Forschern angestellten Polarisationsbestimmungen zeigen, daß höchstens das bei grosser Stromdichtigkeit eintretende Maximum, wenn man eine ziemlich weite Fehlergränze annimmt, eine Constante ist, daß aber bei geringerer Dichtigkeit die Polarisation abnimmt. Das Gesetz der Abnahme für ganz geringe Dichtigkeiten, wie sie bei meinen Versuchen oft in Betracht kommen müssen, ist nicht bekannt. Es blieb mir also nichts übrig, als dieses Gesetz selbst aufzusuchen. Der Untersuchung über die Vertheilung des Stromes in Elektrolyten geht also eine eingehende Arbeit über die galvanische Polarisation voran. Die für beide Aufgaben benutzten Apparate sind dieselben. Ihre Beschreibung wird zunächst folgen müssen.

§. 2.

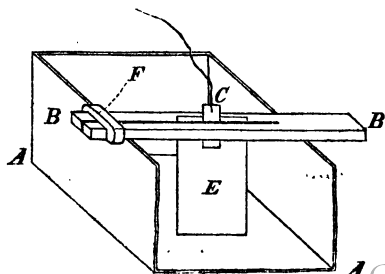
Zur Aufnahme des Elektrolyts diene ein inwendig mit Kautschuk überzogener Holztrog. Die Anfertigung desselben geschieht in der Weise, daß man die genau passenden und eben gehobelten Bretter einzeln mit Kautschukfolie, wie sie in jeder Dicke zu kaufen ist, übernagelt und sie dann durch eine große Anzahl von Schrauben zusammenfügt. Die Fugen dichtet man zur Vorsicht durch Einstreichen von etwas Asphaltlack. In diesen Kasten kommt als Längsscheidewand ein aus drei Dicken zusammengeleimtes, 3 Centm. starkes, sehr gut eben gehobeltes Brett, welches ebenfalls ganz mit Kautschuk überspannt ist. Die Scheidewand ist einige Mm. kürzer als der Trog, ebenso ist ihre Breite um 6 Mm. geringer als die Tiefe

1) Patry, Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 495.

des Trog, so daß sie von den Rändern desselben überragt wird, wenn sie in ihm auf einer ihrer schmalen Längsflächen aufgestellt ist. Durch Verstellung dieses Brettes kann man einen Kanal von größerer oder geringerer Breite herstellen. Der Gummiüberzug wurde an Stelle des gebräuchlichen Harzüberzugs gewählt, um ein vollständig wasserdichtes Anschließen der Kanalwände an die eingestellten Elektroden erreichen zu können. In der That können zwei und mehrere gleich breite genau rechtwinklige Platten hinter einander in einigem Abstände so dicht in den Kanal eingesetzt werden, daß man in die zwischen ihnen bleibenden Zellen Wasser eingießen kann, ohne daß es in den übrigen Trog fließt. Zu dem Zweck drückt man mit der Hand die Scheidewand fest auf den Boden und an die eingestellten Platten und befestigt dieselbe dann durch einen glatten Holzkeil, welchen man zwischen ihre Stirnfläche und die Kastenwand eindrückt. Hierbei senken sich die Ränder der Platten in den Gummiüberzug ein, und verhindern so, daß Wasser zwischendurch dringt.

Auf dem Rande des Trogs sind ringsum dünne Holzleisten befestigt, welche mit Sorgfalt so abgehobelt sind, daß die Randebene mit dem Boden parallel ist. Vor dem Gebrauch wird der Trog genau horizontal gestellt, doch kann man sich auch nach der Füllung durch eine auf die Ränder gesetzte Libelle stets der Horizontalität versichern. Von der Vorrichtung, deren ich mich zur Einstellung der Platten bediente, giebt Fig. 1 ein Verständniß. *AA* ist

Fig. 1.



ein Stück des Trogs. Ueber die Ränder desselben wird eine Leiste *BB* von lackirtem Eichenholz gelegt. Sie ist 2 Centm. dick, 2 Cm. breit und noch einmal so lang als die Trogbreite beträgt. Sie ist, wie Fig. zeigt, zu zwei Dritteln ihre Länge aufgesägt. In den Sägeschnitt kann die Elektrode *E* mit gelinder Reibung geschoben werden. *E* wird mit der Batterie verbunden durch einen dünnen Keil *C* von amalgamirtem Kupfer, an den der eine Poldraht gelöthet ist. Dieser Keil wird vor der Platte *E* fest eingedrückt, wobei das Holz federnd nachgiebt. Endlich drückt man die am vordern Ende sich spreizenden Leistenhälften zusammen, und verhindert durch ein darüber geschobenes zweimal rechtwinklig gebogenes Messingstück *F* ihr Zurückweichen. Von selbst verständlich kann man die Platte beliebig hoch einspannen, so daß sie den Boden nicht berührt. Hat man die gewünschte Stellung der Elektrode durch Verschieben der Leiste erreicht, so beschwert man letztere durch ein etwa 3 Kgr. schweres Bleistück. Auf diese einfache Weise ist die Platte nicht nur sehr sicher befestigt, sondern auch vorzüglich mit der Batterie verbunden. Ebenso kann sie leicht und sicher vor-, rück- und seitwärts verstellt werden.

Von den angegebenen Leisten muß man eine Anzahl vorrätig haben. Die Untersuchung wird es auch nöthig machen, daß Platten in der Längsrichtung oder beliebig schräg in die Rinne gestellt werden. Zu dem Behufe habe ich Leisten, welche von der Seite senkrecht oder schräg eingesägt sind. Wie in diesen Schnitten die Platten befestigt werden, ist nach dem Gesagten von selbst verständlich.

Wenn die Untersuchung nicht im Gange ist, wird der Trog mit Glasplatten zugedeckt, um der Verdunstung der darin befindlichen Flüssigkeit vorzubeugen.

Das zu den in Rede stehenden Versuchen angewandte Galvanometer war die kürzlich von mir beschriebene Tangentenbussole ¹⁾. Indem ich im Uebrigen auf jene Beschrei-

1) Pogg. Annal. Bd. CL, S. 93.

bung verweise, wiederhole ich zur besseren Orientirung, daß das Wesentliche meiner Einrichtung in einem dünnen 14 Centm. langen Glasröhrchen besteht, welches, in rechtwinkliger Stellung fest mit der Nadel verbunden, sich als gleicharmige Drehwage mitbewegt. In dem dem Beobachter abgewendeten Ende des Stäbchens ist ein Platindraht eingeschmolzen, über dessen aufwärts gebogene Spitze und den Coconfaden man nach einer Scala visirt. Heute habe ich zudem eine nachträgliche Verbesserung anzugeben. Die zum Visiren dienende Platinspitze, welche aus einem engen, kreisförmigen Schlitz frei hervorragte, wird jetzt zur Abhaltung jeden Luftzugs mit einem Pappkästchen überdeckt, dessen zwei gegenüberliegende Wandungen aus dünnstem Glas, wie es zu Deckgläschen für Mikroscope benutzt wird, bestehen. Der übrige Schlitz ist ebenfalls durch zwei ringförmige, an die Seiten des Kästchens geleimte Cartonstreifen zugedeckt. Das Kästchen ist an einer Alhidade von Cartonpapier befestigt, und kann so beim Durchleiten eines Stromes mitgedreht werden, bis die abgelenkte Platinspitze, mitten unter demselben, durch die Glaswände gesehen wird.

Von großer Bedeutung für meine Arbeit ist folgender zum Galvanometer gehörende Nebenapparat. Bei sehr vielen galvanometrischen Operationen, namentlich bei Widerstandsbestimmungen, kommt es nicht so sehr darauf an, die Intensität genau zu messen, als die Stromstärke beliebig oft auf eine ganz bestimmte Intensität genau einzustellen. Bei meinem Galvanometer liefs sich zu dem Behufe die einfachste mikroskopische Ablesung einrichten. An dem dem Beobachter zugewandten Ende des erwähnten Glasstäbchens ist ebenfalls ein Platindraht eingeschmolzen, jedoch so kurz, daß sein aufwärts gebogenes Ende aus seinem Schlitz nicht hervorragt. An dasselbe wurde mit Vorsicht ein Glasstreifen, 3 Mm. breit, 15 Mm. lang, 0,2 Mm. dick, mittelst Klebwachs befestigt, so daß es normal zur Richtung des Zeigers 12 Mm. aus dem Schlitz hervorragte. Mitten auf dem Glasstreifen hatte man der Länge

nach einen sehr feinen Diamantstrich gezogen, welcher somit einen scharfen Index abgiebt. Von selbst verständlich ist diese Seite gegen Luftzug genau so geschützt, wie es für die andere beschrieben. Auf diese Weise wird für den gewöhnlichen Gebrauch des Galvanometers nichts geändert, indem man vor wie nach über den Faden und die Platinspitze nach der Scala visirt und dort die Intensität abliest. Hierbei bemerke ich noch, daß der Platindraht, welcher das Glasstreifchen mit dem Index trägt, etwas seitwärts gebogen ist, damit die Visirlinie nebenher geht. Hat man nun z. B. gesehen, daß $J = 8$ ist, oder hat man den Strom mittelst des Rheochords auf diese Stärke gebracht, so braucht man nur ein Mikroskop mit Ocularmikrometer auf den Index einzustellen, um ein- für allemal die Intensität 8 im Gesichtsfelde zu haben. Ich fand hier ein sehr gutes Mikroskop von Bénèche mit allem Zubehör vor. Ich nahm den Tubus desselben und befestigte ihn mittelst einer Baumschraube in horizontaler Lage auf einem schweren, eisenfreien Stativ. Dasselbe war so hoch, daß wenn es auf dem Tische vors Galvanometer gerückt wurde, die Objectivlinse in gleicher Höhe mit dem Index war und somit eine schnelle Einstellung auf denselben vollzogen werden konnte. Das Objectiv darf keine zu geringe Brennweite haben. Zur Erleuchtung des Gesichtsfeldes wird in der Verlängerung der Mikroskopaxe eine brennende Kerze aufgestellt. Das Ocularmikrometer hat 40 Theilstriche. Bei 40facher Linearvergrößerung entspricht ein Theil einer Länge von 0,02 Mm. Ein Zehntel läßt sich noch schätzen. Da der Radius des Index 80 Mm. ist, entspricht ein Scalentheil einem Bogen von 51 Sekunden. Durch Schätzung kann man somit noch eine Drehung der Galvanometernadel um 5 Bogensekunden beobachten. Diese große Genauigkeit konnte ich ungünstiger Localverhältnisse halber nicht ganz ausnutzen. Ich konnte nur auf $\frac{1}{2}$ bis $\frac{1}{4}$ Scalentheil resp. 25 bis 17 Bogensekunden reflectiren.

Das einzig zu meinen Versuchen dienende Zimmer liegt im dritten Stock der hiesigen Realschule. Um mich

von den Schwankungen des Fußbodens unabhängig zu machen, ließ ich einen Fuß über demselben weg von Wand zu Wand zwei gut ausgetrocknete Balken von Tannenholz legen. Auf diese kam dann der das Galvanometer und das Mikroskop tragende solide Tisch zu stehen. Nebenbei ist die so erzielte erhöhte Stellung sehr bequem, indem man ohne sich stark zu bücken in das Mikroskop blicken oder nach der Scala visiren kann. Wenn so Gehen im Zimmer durchaus nicht störte, so doch häufiges Fahren auf den Straßen in der Nähe des Hauses. Zudem ist der zweite Stock bewohnt und Störungen von dort unvermeidlich. Wenn es daher auf die äußerste Genauigkeit ankommt, müssen die Versuche um Mitternacht vorgenommen werden; und ich bemerke dabei, daß sich bei meiner Galvanometereinrichtung die Messungen bei Kerzenlicht eigentlich am besten machen lassen, indem man die Stelle der Scala, auf die man visirt, durch eine dicht davor gestellte Kerzenflamme hell erleuchtet; dann hebt sich der Coconfaden und die Platinspitze sehr scharf ab.

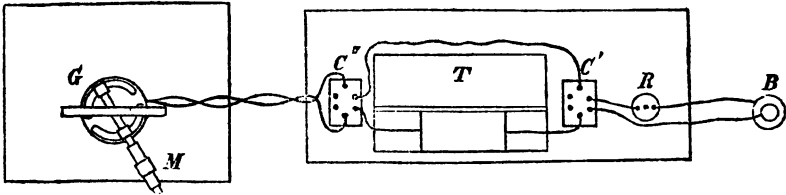
Zum Messen der Widerstände dient das an derselben Stelle beschriebene Rheochord mit Abkühlung der Drähte ¹⁾. Mit demselben habe ich seitdem die Verbesserung vorgenommen, daß die Platindrähte jetzt nicht mehr in die Zuleiter eingelöthet sind, sondern in ganz kleinen, unten an den Zuleitern befindlichen Platinklemmen befestigt werden. So kann man sie beliebig herausnehmen und eventuel durch neue ersetzen. Von dem von mir angewandten Meßdraht wiegen 80,75 Centm. 0,9100 Gr. Daraus berechnet sich sein Querschnitt, das spec. Gew. des Platin = 21,45 gesetzt, zu 0,05254^{mm}. Bei der mit aller Genauigkeit vorgenommenen Graduierung des Rheochords zeigte sich,

- 1) Anmerkung. Zur Abkühlung der Drähte meines Rheochords habe ich für kleine Batterien ausgekochtes destillirtes Wasser vorgeschlagen und angewendet. Jetzt ist mir in dem Petroleum eine für alle Fälle gleich gut geeignete Kühlflüssigkeit aufgestoßen. Dasselbe dürfte sich auch für andere galvanische Apparate mit Vortheil als isolirende Flüssigkeit anwenden lassen.

dafs alle Theile des Drahts ein gleiches Leitungsvermögen hatten. Ich kann endlich die Bemerkung nicht unterdrücken, dafs mein Rheorchord sich im Laufe der Versuche gut bewährt hat. Trotzdem bei 8 monatlichem Gebrauch über 3000 Einstellungen mit ihm ausgeführt sind, ist es wie neu: Eine Oxydation der Messingstange mit der Theilung, welche ich der Anwesenheit des Wassers wegen befürchtet hatte, ist durchaus nicht eingetreten.

Den letzten Theil der Ausrüstung bilden zwei Commutatoren. Ihre Rolle wird aus Fig. 2, welche die Disposi-

Fig. 2.



tion des ganzen Apparats an giebt, am besten verstanden werden. *G* ist das Galvanometer, *M* ist das besprochene Mikroskop zur feinen Einstellung. *T* ist der Trog mit Scheidewand; in dem vorderen Kanal sind auch die Elektroden angedeutet. *R* das Rheochord, *C'* und *C''* die beiden Commutatoren. Die Drahtverbindung mit der aus guten Gaskohle-Zink-Elementen bestehenden Batterie *B* ist leicht zu übersehen. Der Strom geht der Reihe nach durchs Rheochord, Commutator *C'*, den Elektrolyten, Commutator *C''* zum Galvanometer. Wenn man jetzt beide Commutatoren zugleich umschlägt, wird der Strom nur im Elektrolyten gewendet, während er durchs Galvanometer in derselben Richtung läuft. Eine etwaige Differenz der Intensitäten, z. B. durch Ungleichartigkeit der Elektroden veranlaßt, kann dann sofort durchs Mikroskop wahrgenommen werden. Die Anfertigung der Commutatoren erfordert große Vorsicht. Instrumente mit schleifenden Metallfedern sind nach meiner Erfahrung vollständig unbrauchbar. Sie bieten einen nach ihrer Stellung und der Strom-Intensität variablen Uebergangswiderstand, dessen Größe mitunter

über 10 Einheiten betrug. Deshalb stellte ich mir 2 Quecksilbercommutatoren von der gebräuchlichen Einrichtung mit 6 Näpfen her. Zu den Brücken benutzte ich 8 Mm. breite, 1 Mm. dicke Kupferstreifen. Die Enden der Leitungsdrähte waren an eben solche Streifen gelöthet. Diese, passend gebogen, tauchten in das Quecksilber und waren zur Sicherheit neben den Näpfen auf der Holzplatte mit Schrauben befestigt. Alle eintauchenden Enden müssen gut amalgamirt seyn. Zur Füllung muß sehr reines, stets staubfreies Quecksilber verwandt werden. Die Prüfung der Commutatoren läßt sich mit der größten Schärfe ausführen. Ich leitete zu dem Behufe den Strom eines Elements durch den Apparat, natürlich ohne Einschaltung eines Elektrolyts, und regulirte ihn so, daß seine Stärke 30 — 40 war. Dann stellte ich das Mikroskop ein und schlug beide Commutatoren möglichst in demselben Momente um. Durchs Mikroskop sah ich, daß die Nadel nur eine kleine Erschütterung erfahren, sich dann sofort genau auf die alte Stelle begab. Ich wiederholte dieses Experiment 20 mal hinter einander mit demselben Erfolg. Uebrigens bemerke ich, daß, so oft ich im Verlauf der Arbeit die Commutation nöthig hatte, vorher diese Prüfung vorgenommen wurde. Zeigte sich dabei einmal, daß der Strom eine Störung erfuhr, so wurde das Quecksilber zur Befreiung von Staub filtrirt und dadurch die alte Güte wieder gewonnen. Zum Schluß theile ich mit, daß alle Theile des Gesamtapparats, namentlich das Galvanometer, von Zeit zu Zeit einer genauern Prüfung unterworfen wurden.

Bevor wir nun mehr die Untersuchung selbst verfolgen, wollen wir uns erst noch die in derselben zu Grunde gelegten galvanometrischen Einheiten bemerken.

Die *Intensität* wird durch das Galvanometer direct in voltametrischen Einheiten angegeben: 1 CC. Knallgas pr. 1 Min. unter Normalverhältnissen

Widerstandseinheit ist ein Centm. meines Rheochorddrahts (siehe oben).

Die Einheit der *Dichtigkeit* hat ein Strom, der eine Fläche von Tausend □ Centm. mit Intensität 1 durchfließt.

§. 3.

Die Gröfse der nach der herrschenden Ansicht als elektromotorische Gegenkraft zu deutenden galvanischen Polarisation ist bisher wesentlich nach zwei Methoden quantitativ bestimmt. Weatstone, Daniell, Svanberg benutzten das Weatstone'sche Verfahren, welches den Vorzug ziemlicher Einfachheit besitzt. Dasselbe leidet jedoch an dem Mangel, dafs seine Resultate auf ein constantes Normal-Zink-Kupferelement bezogen werden müssen. Die Erfahrung lehrt aber, dafs die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette keineswegs eine constante ist; führt ja Svanberg¹⁾ in einer Arbeit selbst den experimentellen Nachweis, dafs sie sich mit der Concentration und Beschaffenheit der verwendeten Flüssigkeiten ändert. Wir selbst werden unten diesen Umstand eingehend begründen. Eine weit gröfsere Anzahl von Messungen der Polarisation sind von Lenz und Saveljew, Poggendorff, Buff, Beetz nach der sogenannten Ohm'schen Methode ausgeführt. Dabei leitet man den Strom einer Batterie mittelst der zu untersuchenden Elektroden durch den Elektrolyten. Dann ist

$$J = \frac{E - p}{W + W'}.$$

In dieser Formel ist W' der constante Widerstand des Elektrolyten, W der der Batterie und des übrigen Schließungskreises. Hieraus berechnet sich, wenn E , W , W' bekannt sind

$$p = E - J(W + W').$$

Dieser indirecte Weg ist schwierig und zeitraubend. Es müssen ja E , W und W' gesondert bestimmt werden. Eine jede dieser drei Bestimmungen erfordert aber selbst eine Reihe von Ablesungen und Manipulationen. Die Genauigkeit des Resultats muß so nothwendig leiden. Man ist also genöthigt, p aus einer grofsen Anzahl von Werthen als Mittel zu nehmen.

Da ich zur Ermittlung der Beziehung zwischen Polarisation und Stromdichtigkeit voraussichtlich hunderte von

1) Pogg. Annal. Bd. LXXIII, S. 290.

genauen Bestimmungen nöthig hatte, trachtete ich zuerst danach, ein neues directes Verfahren aufzufinden, welches die angegebenen Nachtheile nicht hat, namentlich bei wenig Zeitaufwand große Genauigkeit bietet. Dieses ist mir gelungen. Ein concretes Beispiel möge mein Verfahren kennen lehren. Wir wollen die Polarisirung bestimmen, welche an einer 8 Centm. breiten, genau rechteckigen, amalgamirten Zinkplatte auftritt, wenn sie in unseren Trog 7,2 Centm. tief in verdünnte Schwefelsäure taucht und von der Intensität 8 durchflossen wird.

Wir stellen, wie oben beschrieben, durch Verschieben der Scheidewand einen genau 8 Centm. breiten Kanal her. Die schwach angesäuerte Flüssigkeit steht in demselben 7,2 Centm. hoch. Mittels zweier amalgamirten Zinkelektroden, die, um sie bequem verschieben zu können, nur 7,5 Cent. breit sind, leitet man den Strom einer 3paarigen Batterie hindurch und bringt durch passende Stellung der Platten und des Rheochords die Intensität genau auf 8. In unserem Falle ist der Abstand der Elektroden 15,9 Cent. Das Rheochord steht bei 14,1. Durch Einstellen des Mikroskops auf den Index fixiren wir nunmehr die Intensität 8. Die Verhältnisse sind jetzt ausgedrückt durch die Gleichung

$$8 = \frac{E}{W},$$

worin W den Widerstand des gesammten Kreises, E die gesammte darin thätige elektromotorische Kraft, die der Batterie weniger der Gegenkraft an den Elektroden. Jetzt schiebe ich die zu untersuchende 8 Centm. Platte als Zwischenplatte quer in den durchströmten Kanal, wobei sie genau an die Wände und den Boden anschliesst. Dadurch wird E und W nicht geändert, wohl aber tritt an der Zwischenplatte die volle elektrolytische Action und somit die dadurch bewirkte Polarisirung p ein. Deshalb geht die Nadel zurück, $J = \frac{E-p}{W}$. Durch Ausschalten einer Drahtlänge können wir aber genau die alte

Intensität 8 wieder herstellen. In unserem Falle geschieht dies, wenn wir das Rheochord auf 2,5 gebracht, mit einem Worte $(14,1 - 2,5) 2 = 23,2$ Centm. ausgeschaltet haben. Die Gleichung für dieses Verhältniß ist

$$8 = \frac{E - p}{W - 23,2}.$$

Diese combinirt mit

$$8 = \frac{E}{W}$$

giebt

$$\begin{aligned} p &= 8 \cdot 23,5 \\ &= 185,6. \end{aligned}$$

Bei einem ersten Versuche geht man natürlich rückwärts, d. h. man stellt zuerst die Zwischenplatten ein und regulirt den Strom auf die gewünschte Intensität J . Darauf nimmt man sie heraus und schaltet eine Länge l ein, bis der Index im Mikroskop genau wieder auf den Nullpunkt gekommen, und die Bestimmung ist vollendet. Die Verhältnisse sind ja in beiden Fällen ausgedrückt durch die Gleichungen

$$J = \frac{E - p}{W}$$

$$J = \frac{W + l}{E}$$

folglich wieder

$$p = Jl.$$

Sofort wiederholt man zu einer zweiten Bestimmung dieselbe Manipulation. Stellt die Platte ein, bringt den Index mittelst Rheochord's auf den Nullpunkt, nimmt sie wieder heraus und stellt sie wieder auf Null ein, und notirt sich die beiden Rheochord-Stellungen. Die zweite und die folgenden Bestimmungen verlaufen weit rascher, vorausgesetzt man nicht nach dem Einstellen der Zwischenplatte eine Zeit lang auf das volle Eintreten der Polarisation warten muß. Denn aus der ersten Bestimmung weiß man die Stellungen des Rheochords, bei denen das Galvanometer bis auf kleine Differenzen eintreten muß. Bei Combinationen mit sofortigem Eintreten des Maximums der Polarisation, z. B. für Kupferplatten in mit Schwefel-

säure versetzter Lösung von Kupfervitriol, gebrauchte ich, nach einiger Uebung höchstens eine Viertelstunde, um eine Reihe von 6 Bestimmungen mit aller Accuratesse zu vollenden. Die Einstellung wird noch dadurch erleichtert, daß man ja durch einen rohen Versuch ermitteln kann, um wie viel das Rheochord ein oder ausgeschoben werden muß, damit die Nadel um einen Scalentheil des Ocularmikrometers vor- oder rückwärts geht. Daß für beliebige Platten und Intensitäten immer genau in der am Beispiel erläuterten Weise verfahren wird, ist von selbst verständlich.

Die so gewonnenen Angaben müssen noch eine kleine Correction erfahren. Der Einfachheit wegen nahmen wir an, der Widerstand werde durch Eintauchen der Zwischenplatte nicht geändert. Streng genommen ist dies nicht richtig, sondern das durchströmte Flüssigkeitsprisma wird beim jedesmaligen Einsetzen der Platte um deren Dicke verkürzt. Es muß also zu dem obigen l noch der Widerstand einer Flüssigkeitsschicht von dem Querschnitt und der Dicke der Zwischenplatte addirt werden. Zu dem Behufe ermittelt man ein- für allemal den Widerstand der Flüssigkeit, um bei allen damit vorgenommenen Versuchsreihen leicht die geringe Correction anbringen zu können. Für unser Beispiel war durch eine Messungsreihe ermittelt, daß 1 Centm. der 8 Centm. breiten Flüssigkeitssäule den Widerstand 10,41 hatte. Die Dicke der Platte betrug 0,8 Mm., entspricht einem Widerstand 0,832. Diese Zahl muß zu dem obigen 23,2 addirt werden, giebt 24,032; also ist genau $p = 192,256$. Es muß noch darauf aufmerksam gemacht werden, daß die Platte genau rechtwinklig zu den Trogwänden einzustellen ist, wozu man sich zur Sicherheit eines kleinen, hölzernen, rechtwinkligen Dreiecks bedient. Uebrigens veranlaßt die schräge Stellung nach meinen Prüfungen erst dann einen bemerkenswerthen Fehler, wenn sie durch das ungeübteste Auge wahrgenommen werden kann.

Indem ich es dem Leser überlasse, aus dem Gesagten

und den in den folgenden §§. verzeichneten zahlreichen Polarisationsbestimmungen sich selbst sein Urtheil über mein Verfahren zu bilden, halte ich es für geboten, die Fehlergränze für mein Galvanometer zu entwickeln, bei dessen Einrichtung leider Sparsamkeit erstes Princip seyn mußte.

Aus Gleichung

$$J = \frac{E}{W}$$

folgt

$$dW = -\frac{W^2}{E} dJ = -\frac{W}{J} \delta J.$$

δJ beträgt nun für mein Galvanometer 0.1. Der Quotient $\frac{W}{J}$ ist auch im ungünstigsten Falle bedeutend größer als 1.

Daraus folgt, daß die Angaben des Rheochords, an dem sich noch $\frac{1}{50}$ ablesen läßt, relativ fehlerfrei sind. Dasselbe gilt auch noch für die mikroskopische Ablesung, bei der, wenn man nur auf $\frac{1}{2}$ Mikrometertheil Rücksicht nimmt, $\delta J = \frac{1}{144}$. Alle Fehler fallen demnach dem Galvanometer zur Last.

Die Größe des aus der ungenauen Beobachtung von J möglicher Weise entspringenden Fehlers findet sich leicht. Es ist

$$\text{I. } p = J l$$

$$dp = l dJ = \frac{p}{J} \cdot dJ,$$

folglich

$$\text{II. } \delta_1 p = \frac{p}{J \cdot 10}$$

Für geringe J wird der Fehler also bedeutend. Für $J = 10$ beträgt er der Formel gemäß 1 Proc. Unter $J = 4$, bin ich deshalb nur in einzelnen Fällen vorgegangen. Geringe Dichtigkeiten wurden durch Vergrößerung der Elektroden erzielt. Sollte zu meiner Freude ein anderer, dem ein empfindliches Spiegelgalvanometer zur Verfügung steht, die Bestimmungen für geringe J wiederholen, so würden dieselben leicht eine Genauigkeit von mindestens 0,1 Proc. erreichen.

Ein zweiter Fehler entspringt aus der Ungenauigkeit bei der wiederholten Einstellung der Nadel auf den Index. Der Gränzfehler läßt sich so ermitteln.

Aus den Gleichungen

$$J = \frac{E}{W} \text{ und } J_1 = \frac{E-p}{W}$$

ergibt sich die Differenz der Nadelstellungen vor und nach dem Einsetzen der Zwischenplatte:

$$J - J_1 = \frac{p}{W}.$$

Weil nun, wie bereits erwähnt, für die mikroskopische Ablesung $\Delta J = \frac{1}{144}$ ist folgt

$$\frac{\Delta J}{J - J_1} = \frac{W}{144p}.$$

Dieser Fehler kommt natürlich auf Rechnung von l , es ist einfach

$$\Delta l = l \frac{W}{144p} = \frac{W}{J \cdot 144}.$$

Zufolge Gleichung (I) ist also

$$\Delta_1 p = \pm \frac{W}{144}.$$

Dieser Fehler wurde dadurch beseitigt, daß ich l als Mittel aus in der Regel 6 Beobachtungen nahm. Uebrigens ist der Totalfehler bei einer einzelnen Beobachtung in Procenten von p

$$\begin{aligned} \Delta p &= \frac{100}{p} (J \cdot \Delta l \pm l \Delta J + \Delta l \cdot \Delta J) \\ &= \frac{100}{p} \cdot \frac{10E \pm 144p + W}{1440 \cdot J}. \end{aligned}$$

Wenn man allgemein mit dem Galvanometer $\frac{1}{m}$, mit dem Mikroskop $\frac{1}{n}$ abliest, lautet die Formel

$$\Delta p = \frac{100}{p} \cdot \frac{mE \pm n p + W}{mnJ}.$$

Hat man ein Spiegelgalvanometer zur Verfügung, so ist das Mikroskop überflüssig und $m = n$. Also in Procenten

$$\Delta p = \frac{100}{p} \cdot \frac{m(E \pm p) + W}{m^2 J}.$$

Ein dritter, meistens ganz unerheblicher Fehler Δ , entsteht bei der Messung der Dicke der Zwischenplatte. Da mir ein Fühlhebel zu Gebote stand, an dem sich Zehntel-Millimeter ablesen ließen, ist für jede der unten verzeichneten Reihen $\Delta_3 p$ leicht zu berechnen.

Nach vorstehender Entwicklung ist man im Stande, für alle Fälle die Fehlergränze zu finden; die erforderlichen Angaben sind jedesmal gemacht. Bei einigen Reihen, bei deren Ausführung die Unruhe so groß war, daß ich glaubte, die Fehler seyen nicht innerhalb der Gränze geblieben, ist das Gewicht $= \frac{1}{2}$ angegeben.

Für ein angewendetes Zink-Kohle-Element ist $E = 659,1$, $W = 5,8$. Für ein frisch gefülltes und darauf eine Stunde, geschlossenes Daniell'sches Element ist $E = 366,3$ als Mittel aus 20 Beobachtungen.

(Schluß im nächsten Heft.)

VII. *Ueber innere latente Wärme;* *von M. Avenarius.*

Schon vor längerer Zeit glaubte Cagniard de la Tour¹⁾ aus seinen Versuchen den Schluß ziehen zu können, daß eine in einer zugeschmolzenen Glasröhre enthaltene Flüssigkeit, unabhängig vom Raume, welchen dieselbe in der Röhre einnimmt, bei einer bestimmten Temperatur in den dampfförmigen Zustand übergehe. Da aber, bei vollständiger Verflüchtigung, die Dampfspannung vom Raume, welchen die Dämpfe einnehmen, bedingt wird, so würde das erwähnte Resultat nachweisen, daß, bei einer bestimm-

1) Cagniard de la Tour., *Ann. de chim. et de phys.*, T. XXI et XXII.

ten Temperatur, der Uebergang einer Flüssigkeit in den dampfförmigen Zustand unabhängig vom Druck stattfindet.

Die mechanische Wärmetheorie führt zu demselben Schlusse. Betrachten wir nämlich die für die sogenannte innere latente Wärme (auf Grund der Regnault'schen Beobachtungen) von Zeuner¹⁾ aufgestellten empirischen Formeln, so ersehen wir, daß dieselbe mit der Temperatur abnimmt und bei einer gewissen Temperatur ganz verschwindet.

Setzt man nun die für innere latente Wärme erhaltenen Ausdrücke gleich Null, so geben die Wurzeln der Gleichungen die Temperaturen an, bei welchen, unabhängig vom Druck, eine vollständige Verflüchtigung der Flüssigkeit stattfinden muß.

Freilich muß dabei bemerkt werden, daß, da die Constanten dieser nur *empirischen* Formeln aus Beobachtungsergebnissen bei positiver Temperatur abgeleitet sind (Beobachtungen unter 0° findet man bei Regnault nur ausnahmsweise), wir nur den positiven Wurzeln der Gleichungen ein Gewicht geben können.

Von den 6 Flüssigkeiten: Wasser, Chloroform, Aether, Schwefelkohlenstoff, Chlorkohlenstoff und Aceton, für welche bis jetzt die innere latente Wärme durch eine Function der Temperatur ausgedrückt werden konnte, liegen uns Beobachtungsergebnisse der vollständigen Verflüchtigung nur von zwei Flüssigkeiten vor. Für Aether fand Cagniard de la Tour diese Temperatur gleich 200 und für Schwefelkohlenstoff gleich 275° C.

Berechnet man diese Temperaturen aus den von Zeuner für innere latente Wärme gegebenen Ausdrücken, so erhält man für Aether 281 und für Schwefelkohlenstoff 333° C.

Dieser bedeutende Unterschied in den beobachteten und berechneten Temperaturen kann entweder in den Beobachtungsfehlern von Cagniard de la Tour, oder in der fehlerhaften Aufstellung der auf den Beobachtungen von

1) Zeuner, Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie

Regnault basirten empirischen Formeln (von Flüssigkeitswärme, Gasamtwärme usw.), oder endlich in den Beobachtungsfehlern von Regnault selbst gesucht werden.

Ich glaubte die letzte Vermuthung, als die unwahrscheinlichste, fallen lassen zu müssen, und stellte mir die Aufgabe die zwei ersten einer strengen Prüfung zu unterwerfen. Um aber dem zwischen Theorie und Erfahrung durchzuführenden Vergleich mehr Anhaltspunkte zu geben, unterwarf ich dieser Prüfung alle vier Flüssigkeiten Aether, Schwefelkohlenstoff, Chlorkohlenstoff und Aceton, bei welchen die Temperatur der vollständigen Verflüchtigung unter 350° C. zu suchen war ¹⁾.

Demnach zerfällt die vorliegende Untersuchung in zwei Theile; im ersten werden die Beobachtungen über vollständige Verflüchtigung von Flüssigkeiten besprochen, im zweiten wird, auf Grund der Regnault'schen Beobachtungen, eine Umrechnung der empirischen Formeln für innere latente Wärme durchgeführt.

Beobachtungen.

Die Art der Verflüchtigung einer Flüssigkeit, in hermetisch verschlossenem Raume, ist von so besonderer Art, daß ich es für nothwendig halte, zuerst den Verlauf dieser Verflüchtigung in Kürze auseinanderzusetzen und dann erst die Versuche zu beschreiben, welche die Temperatur dieser Verflüchtigung bestimmen sollten.

In eine, von einem Ende zugeschmolzene, Glasröhre wurde, ungefähr, bis zu einem Drittel des innern Volumens der Röhre, Aether gegossen, derselbe zur Vertreibung der Luft zum Sieden gebracht und dann das offene Ende der Röhre zugeschmolzen.

Das Erwärmen der Röhre geschah in einem Luftbade, welches der Hauptsache nach von dem von mir bei den

1) Aus den von Zeuner aufgestellten Formeln erhält man für die Temperatur der Verflüchtigung von Wasser und Chloroform 727 und 531° C., welche Temperaturen mit gewöhnlichen Mitteln, durchs Experiment, nicht nachzuweisen sind.

thermoelektrischen Versuchen angewandten nicht abwich (eine U-förmige Glasröhre durch zwei Oeffnungen im Deckel eines kupfernen Gefäßes geführt und in demselben fern vom Boden gehalten); nur wurde jetzt der längere Schenkel der gebogenen Glasröhre, in welche die zu untersuchende Flüssigkeit kam, mit einem kupfernen Cylinder umgeben, über diesen ein sehr dickwandiger Glascylinder gesetzt und darüber wieder ein kupferner Cylinder. Beide kupferne Cylinder waren oben durch Böden verschlossen und hatten jeder zwei einander gegenüberliegende, der Axe des Cylinders parallele, Spalten.

Ein gewöhnliches Quecksilberthermometer war, wegen der Möglichkeit des Springens der mit Aether gefüllten Röhre, nicht zu gebrauchen. Man verfuhr daher folgendermaßen:

Durch das offene Ende der gebogenen Glasröhre waren zwei Drähte von Platin und Silber geführt, deren Enden, verlöthet, in dem mittleren Theile des von kupfernen Cylindern umgebenen Schenkels endigten. Die freien Enden der Drähte gingen zu einem Spiegelgalvanometer.

Dieses Thermo-Element, dessen Angaben durch Versuche mit denjenigen eines Quecksilberthermometers verglichen waren, sollte als Thermometer dienen.

Bei Erwärmung des kupfernen Gefäßes wurde Folgendes bemerkt:

Die in der zugeschmolzenen Röhre befindliche Flüssigkeit steigt anfangs langsam hinauf; bei einer bestimmten Temperatur, welche τ heißen möge, tritt ein momentaner Stillstand ein, darnach wird die ganze Flüssigkeitssäule trüb (dabei färbt sie sich gelb, roth oder sogar braun) und fängt an rasch zu steigen; in einigen Secunden ist die Trübheit oder Färbung vergangen und die Flüssigkeitssäule, nur durch ein Wölkchen begränzt, steigt weiter und erfüllt in kurzer Zeit die ganze Röhre. Bei weiterer Erwärmung, bis gegen 350° , sind in der ganzen klaren Flüssigkeit keine Veränderungen mehr zu bemerken.

Läßt man die Temperatur sinken, so bleibt die Flüssigkeit

sigkeit sich gleich bis zur Temperatur τ (bei welcher das Trübwerden und das erste rasche Aufsteigen bemerkt war), bei dieser Temperatur wird sie aber wieder trüb und farbig und je nachdem mehr oder weniger Aether in die Röhre gegossen war, gestaltet sich der weitere Gang der Erscheinung verschieden. In der am meisten gefüllten Röhre schien ein Sinken der Flüssigkeitssäule vom oberen Ende an bemerkt zu werden, in den meisten konnte man die Flüssigkeitssäule nur dann wahrnehmen, nachdem die Trübung theilweise vergangen war, wobei die Höhe der Säule ungefähr dieselbe war, wie vor dem Beginn der raschen Steigerung. Endlich gab es ein Paar, am wenigsten gefüllte, Röhren, in welchen die Flüssigkeit zuerst am unteren Ende zum Vorschein kam und dann, in wenigen Secunden, die frühere Höhe erreichte.

Bei langsamer Erwärmung konnte man, nachdem die Trübung eintrat, das Steigen der Flüssigkeit bis zum oberen Ende der Röhre (durch Verringerung des Gaszutritts zum Brenner) aufhalten. Die Flüssigkeitssäule blieb stehen, wurde bei weiterem Sinken der Temperatur wieder ganz trüb und farbig, und erreichte, indem sie sich aufklärte, die frühere Höhe. Die Trübung trat hier genau bei derselben Temperatur τ ein (die beobachteten Differenzen waren nur Theile eines Grades), bei welcher die frühere Trübung bemerkt war.

Würde man das rasche Steigen der Flüssigkeitssäule nicht dem Uebergange der Flüssigkeit in einen neuen Molecularzustand zuschreiben, sondern die Erscheinung dadurch erklären wollen, daß der Ausdehnungscoëfficient des Aethers bei dieser Temperatur sehr groß sey, so müßte man (wenn die Möglichkeit einer vollständigen Verflüchtigung des Aethers zugegeben wird) bei Verringerung der in der Röhre eingeschlossenen Flüssigkeit, dazu gelangen, daß die aufsteigende Flüssigkeitssäule, ehe sie das obere Ende der Röhre erreicht, verflüchtigt würde. Die Beobachtung zeigt aber, daß, wie wenig Flüssigkeit die Röhre auch enthalte, das einmal beginnende rasche Auf-

steigen immer damit endigt, daß die Flüssigkeit die ganze Röhre erfüllt.

Gießt man in die Röhre aber immer weniger Flüssigkeit, so gelangt man dazu, daß die Flüssigkeitssäule nach dem Trübwerden nicht steigt, sondern im Gegentheil rasch sinkt und sich ganz verflüchtigt. Läßt man darnach die Temperatur des Luftbades sinken, so wird das Innere der Röhre bei derselben Temperatur trüb, bei welcher das Trübwerden bei der Erwärmung stattfand und die Flüssigkeit kommt hier immer, vom unteren Ende der Röhre angefangen, zum Vorschein.

Um aus dem Gesagten einen bestimmten Schluß ziehen zu können, mußte zuerst entschieden werden, ob die für jede Röhre constante Temperatur der Trübung der Flüssigkeit auch für alle Röhren dieselbe sey.

Das angewandte Thermoelement konnte diese Frage nicht entscheiden, denn es stellte sich heraus, daß die Erwärmung einer Röhre im Luftbade nicht nur von der Temperatur der Luft im langen Schenkel der gebogenen Glasröhre, sondern auch von der Lage der zu erwärmenden, mit Aether gefüllten Röhre abhing. Wurde z. B. ein Quecksilberthermometer verschieden tief in den erwähnten Schenkel der Glasröhre eingesenkt, so erhielt man, bei constanten Ablenkungen des Galvanometers, verschiedene Angaben. Die Erwärmung in so einem Luftbade scheint hauptsächlich durch strahlende Wärme bedingt zu seyn.

Da die hier zu untersuchenden Röhren schon einmal hoher Temperatur unterworfen waren und die Probe glücklich überstanden (zwei Röhren waren bei diesen Vorversuchen, bei starker Explosion, in Staub verwandelt), so konnte man das weitere Verfahren sehr einfach ausführen.

Es wurde in eine Oeffnung des Deckels eines kupfernen Gefäßes ein Probirglas gesteckt, dasselbe mit Leinöl gefüllt und in diesem vier mit Aether gefüllte Röhren und ein Quecksilberthermometer aufrecht befestigt. Die Röhren waren so gewählt, daß in den einen die Flüssigkeit, nach dem Trübwerden stieg, in den anderen sank.

Man bemerkte die Temperatur jedes raschen Steigens oder Sinkens in den verschiedenen Röhren und fand Differenzen, welche nur Theile eines Grades ausmachten; da aber außerdem auch diese Differenzen bald positiv, bald negativ ausfielen, so glaube ich zu dem Schlusse berechtigt zu seyn, daß die Trübung des Aethers, in einer verlötheten Glasröhre, bei einer Temperatur stattfindet, welche unabhängig vom Raume ist, welchen die Flüssigkeit im Glasrohre einnimmt, und nehmen wir weiter diese Temperatur für die Temperatur des Uebergangs des flüssigen Aethers in den dampfförmigen, so läßt sich das erhaltene Resultat so aussprechen:

Die Temperatur der vollständigen Verflüchtigung einer Flüssigkeit, in hermetisch verschlossenem Raume, ist von diesem Raume, also auch vom Druck, welchem die Flüssigkeit unterworfen ist, unabhängig.

Die zur Bestimmung der Temperatur der Verflüchtigung angestellten Versuche wurden mit dem erwähnten Leinölbade gemacht. Das angewandte, in 350° getheilte, Quecksilberthermometer war von Geißler in Berlin bezogen, und nachdem die Correction desselben, wegen Verückung des Nullpunkts gemacht worden, wurden die Beobachtungen mit allen vier Flüssigkeiten auf ein und dieselbe Art durchgeführt.

Nachdem das Bad etwas unter die Temperatur der Verflüchtigung der untersuchten Flüssigkeit erwärmt war, liefs man die Temperatur des Bades, abwechselnd, langsam steigen und sinken. Aus allen beobachteten Temperaturen der Trübung, welche nur um Theile eines Grades differirten, wurde das Mittel genommen. Um eine Correction wegen der Abkühlung der außer dem Bade befindlichen Quecksilbersäule des Thermometers zu machen, war gegen den mittleren Theil dieser Säule zum Thermometer ein anderes angelegt, welches letztere, wenigstens annähernd, die mittlere Temperatur der Quecksilbersäule geben mußte. Endlich wurden noch die mit dem Quecksilber-

thermometer erhaltenen Temperaturen zu den entsprechenden Angaben eines Luftthermometers übergeführt.

In der hier folgenden Tabelle giebt die Columnne *a* die unmittelbar beobachteten Temperaturen der Verflüchtigung der nebenbei benannten Flüssigkeiten; Columnne *b* stellt die, wegen Abkühlung der Quecksilbersäule corrigirten und Columnne *c* die zum Luftthermometer übergeführten Temperaturen dieser Verflüchtigung dar.

	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
Schwefelkohlenstoff	195,1	198,9	196,2
Aether	274,6	283,1	276,1
Chlorkohlenstoff	287,1	300,1	292,5
Aceton	244,2	250,8	246,1.

Berechnung.

Die empirischen Ausdrücke für innere latente Wärme sind aus den empirischen Formeln für Gesamtwärme ¹⁾, Flüssigkeitswärme ²⁾ und den von Zeuner (auf Grund der Regnault'schen Beobachtungen über Dampfspannungen bei verschiedenen Temperaturen) aufgestellten Tabellen für das Verhältniß der zur äußeren Arbeit verwandten Wärme zur Verdampfungswärme zu berechnen.

Wir wollen, gleich Zeuner, dieses Verhältniß durch q , die Gesamtwärme durch λ und die Flüssigkeitswärme durch q bezeichnen.

Die Zahl der Beobachtungsreihen, welche Regnault zur Berechnung von q vorführt, sind: für Aether 4, für Schwefelkohlenstoff 4, für Chlorkohlenstoff 2, für Aceton 2.

Regnault selbst berechnet q für Aether aus drei Beobachtungsreihen, ohne einen Grund für die Verwerfung der vierten anzugeben. Ich zog daher alle vier Beobachtungsreihen in Rechnung.

Für die andern drei Flüssigkeiten sind von Regnault alle vorhandenen Beobachtungen in Rechnung gezogen,

1) Regnault, *Mémoires des l'Académie des sciences*, T: XXVI.

2) *Ibid.*

woher ich für diese drei Flüssigkeiten die von Regnault erhaltenen Ausdrücke beibehalte.

Zur Aufstellung der empirischen Formel von λ zeichnet Regnault, auf Grund seiner Beobachtungsergebnisse, eine Curve, wählt auf dieser Curve drei einzelne Punkte und indem er die diesen Punkten entsprechenden Temperaturen (Abscissen) und Gesamtwärmen (Ordinaten) in eine Gleichung von der Form

$$(1) \quad \lambda = a + bT + cT^2$$

einführt, bildet er drei Gleichungen, aus welchen dann a , b und c bestimmt werden.

Um zuverlässige Ausdrücke für λ zu erhalten, mußte, bei der Aufstellung derselben, jede Willkür möglichst ausgeschlossen werden. Nur Eins glaubte ich mir, bei jeder Berechnung, erlauben zu können: da nämlich, nach Regnault's Meinung, die unter 0° gemachten Beobachtungen die zuverlässigsten sind, so zog ich nur die bei positiver Temperatur gemachten in Rechnung.

Für Aether, bei welchem die von Regnault erhaltenen Resultate sehr gut mit einander stimmen und eine regelmäßige Curve aufzuzeichnen erlauben, machte sich die Rechnung sehr einfach: man führte in Gleichung (1) alle beobachteten Temperaturen und die ihnen entsprechenden λ ein, und bildete aus den so erhaltenen Gleichungen drei neue, indem man die (den beobachteten Temperaturen nach) am nächsten zu einander liegenden summirte.

Nachdem aus diesen Gleichungen die Constanten a , b und c bestimmt waren, ergab sich:

$$(2) \quad \lambda = 90,158 + 0,6560 T - 0,0021395 T^2.$$

Aus den vier von Regnault gegebenen Beobachtungsreihen für die Bestimmung von q , welche zu zwei verbunden, zur Aufstellung je einer Gleichung dienten, erhielt man

$$(3) \quad q = 0,5080 T + 0,0008790 T^2$$

und hieraus für die Verdampfungswärme

$$(4) \quad r = \lambda - q = 90,158 + 0,1480 T - 0,0030135 T^2.$$

Um die auf äussere Arbeit verwandte Wärmemenge, welche durch Aqu bezeichnet werde, zu erhalten, wurde $r\varphi = r \frac{Ap_u}{r}$ für drei Temperaturen 0° , 60° und 120° bestimmt, indem r aus Gleichung (4) und φ aus den von Zeuner gegebenen Tabellen entlehnt wurden. Diese Werthe von Ap_u , mit den ihnen entsprechenden Temperaturen, in Gleichung

(5) $Ap_u = \alpha + \beta T + \gamma T^2$

eingeführt, gaben drei Gleichungen, aus welchen α , β und γ bestimmt wurden. Man erhielt

$$(6) \quad A p u = 7,213 + 0,0490 T - 0,0003730 T^2.$$

Für innere latente Wärme läßt sich darnach, aus Gleichungen (4) und (6), folgender Ausdruck aufstellen:

$$\rho = r - A p u = 82,945 + 0,0990 T - 0,0026455 T^2$$

und setzt man $\rho = 0$, so erhält man

$$T = 196.8.$$

Die Zuverlässigkeit der von Regnault gegebenen Versuchsreihen, zur Bestimmung von λ , für Schwefelkohlenstoff, Chlorkohlenstoff, Aceton ist bei weitem nicht gleich. Jede Versuchsreihe stellt ein Mittel von einer sehr verschiedenen Zahl einzelner Beobachtungen dar. Um daher bei der Berechnung das Gewicht jeder Versuchsreihe nicht außer Acht zu lassen, wurde jede, nach Gleichung (1) gebildete, Formel mit der Zahl der einzelnen Beobachtungen multiplicirt, aus welchen das in Rechnung zu ziehende Resultat entnommen war.

Für Schwefelkohlenstoff liegen sehr viele Beobachtungsreihen vor; dieselben gehören den Jahren 1853, 1856 und 1858 an. Die ältesten, welche sich auf die niedrigsten Temperaturen erstrecken und schon dadurch die unzuverlässigsten sind, scheinen den späteren nicht genug zu entsprechen. Man hat daher einiges Recht, sich auf die Beobachtungen von 1856 und 1858 zu beschränken. Alle Beobachtungen des letzten Jahres wurden zur Bildung einer Gleichung verwandt, die Beobachtungen von 1856 von

niedrigster Temperatur gaben eine zweite und die von höchster die dritte Gleichung. Da jede dieser Gleichungen auf 12 einzelnen Beobachtungen beruhte, so konnte man hoffen, einen hinreichend genauen Ausdruck für λ zu erhalten.

Um jedoch zu ersehen, in wiefern diese theilweise willkürliche Rechnung das Endresultat beeinflusse, wurde noch ein anderer Ausdruck für λ gefunden, indem alle Beobachtungsreihen in Rechnung gezogen wurden.

So erhielt man folgende zwei Reihen von Gleichungen

aus den zuverlässigsten

aus allen

Beobachtungsreihen berechnet

$$\begin{aligned}\lambda &= 86,100 + 0,26362 T - 0,0010960 T^2 \\ q &= 0,23523 T + 0,0000815 T^2 \\ r &= 86,100 + 0,02839 T - 0,0011775 T^2 \\ A_{pu} &= 6,901 + 0,03453 T - 0,0001453 T^2 \\ \varrho &= 79,199 + 0,00614 T - 0,0010322 T^2\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\lambda &= 87,256 + 0,23052 T - 0,0009142 T^2 \\ q &= 0,23523 T + 0,0000815 T^2 \\ r &= 87,256 - 0,00471 T - 0,0009957 T^2 \\ A_{pu} &= 6,989 + 0,03209 T - 0,0001320 T^2 \\ \varrho &= 80,267 - 0,03680 T - 0,0008637 T^2\end{aligned}$$

Bei $\varrho = 0$.

$$T = 274,0$$

$$T = 284,3.$$

Für Chlorkohlenstoff wurden einmal alle Beobachtungsreihen in Rechnung gezogen, das andere Mal alle außer einer, welche nicht wie die anderen ein Mittel aus einer Anzahl einzelner Beobachtungen darstellte, sondern das Resultat einer einzigen Beobachtung war.

Man erhielt hier folgende Gleichungen:

aus den zuverlässigsten

aus allen

Beobachtungen berechnet.

λ	$= 51,127 + 0,18063 T - 0,0003988 T^2$	λ	$= 51,167 + 0,17869 T - 0,0003816 T^2$
q	$= 0,19798 T + 0,0000906 T^2$	q	$= 0,19798 T + 0,0000906 T^2$
r	$= 51,127 - 0,01729 T - 0,0004894 T^2$	r	$= 51,167 - 0,01929 T - 0,0004722 T^2$
A_{pu}	$= 3,385 + 0,01906 T - 0,0000725 T^2$	A_{pu}	$= 3,387 + 0,01888 T - 0,0000708 T^2$
ϱ	$= 47,742 - 0,03635 T - 0,0004169 T^2$	ϱ	$= 47,780 + 0,03817 T - 0,0004014 T^2$

Bei $\varphi = 0$.

$T = 298,7$

$T = 300,7$

Die Beobachtungen, welche uns zur Bestimmung der Gesamtwärme von Aceton vorliegen, sind bei weitem nicht so genau wie die für die ersten drei Flüssigkeiten. Es ist nicht nur die Zahl der Beobachtungen sehr gering, sondern sie widersprechen sich sogar in einigen Fällen. Nach Regnault ist diese Unregelmäßigkeit der Unreinheit des von ihm angewandten Acetons zuzuschreiben.

Auch hier verfuhr man auf zweierlei Art; einmal wurden alle Beobachtungsreihen in Rechnung gezogen, das andere Mal alle, mit Ausschluss von zwei, welche letzteren, das Resultat einer einzelnen Beobachtung vorstellend, als die unzuverlässigsten betrachtet werden mußten.

Die hier erhaltenen Gleichungen waren:

aus den zuverlässigsten

aus allen

Beobachtungen berechnet.

λ	$= 136,519 + 0,53823 T - 0,0022650 T^2$	λ	$= 136,072 + 0,45708 T - 0,0012258 T^2$
q	$= 0,50643 T + 0,0008965 T^2$	q	$= 0,50643 T + 0,0003965 T^2$
r	$= 136,519 + 0,03160 T - 0,0026615 T^2$	r	$= 136,072 - 0,04935 T - 0,0016223 T^2$
A_{pu}	$= 8,380 + 0,08092 T - 0,0004620 T^2$	A_{pu}	$= 8,375 + 0,07252 T - 0,0003621 T^2$
ρ	$= 128,14 - 0,04932 T - 0,0021995 T^2$	ρ	$= 127,697 - 0,12187 T - 0,0012602 T^2$

Bei $q = 0$

$T = 230,3$

$T = 271,7.$

Zur leichteren Uebersicht sind in der folgenden Tabelle die Resultate und Rechnung gegeben. Die erste Columnne enthält die beobachteten, die zwei letzten die berechneten Temperaturen; neben jeder von diesen ist die Zahl der Regnault'schen Beobachtungen angegeben, welche zur Berechnung der entsprechenden λ und q benutzt wurden.

	T e m p e r a t u r e n					
	beobachtet		berechnet		Aus allen	
			Aus d. zuverlässigsten		Beobachtungen	
			Beobachtungen		Beobachtungen	
			λ	q	λ	q
Aether	196,2	{	196,8	(35 4)	196,8	(35 4)
Schwefelkohlenstoff	276,1		274,0	(36 4)	284,3	(50 4)
Chlorkohlenstoff	292,5		298,7	(23 3)	300,7	(24 3)
Aceton	246,1		230,4	(13 2)	271,7	(15 2)

Für die ersten drei Flüssigkeiten ist die Uebereinstimmung der beobachteten und berechneten Temperaturen sehr genügend. Obgleich nun für Aceton keine solche

Uebereinstimmung stattfindet, so hat man doch volles Recht, diesen Unterschied der Ungenauigkeit der von Regnault gegebenen Zahlen zuzuschreiben, da die beobachtete Temperatur zwischen den, auf zwei verschiedenen Wegen, berechneten zu liegen kommt.

Alles Gesagte berechtigt uns zu dem Schlusse, daß *die aus unmittelbaren Beobachtungen bestimmten Temperaturen der Verflüchtigung einer, in hermetisch verschlossenem Raume enthaltenen, Flüssigkeit mit denen, welche auf Grund der empirischen Formeln für innere latente Wärme berechnet werden, im vollsten Einklange stehen.*

Kiew, August 1873.

VIII. *Notiz über die Magnetisirungsfunction verschiedener Eisenkörper; von Prof. A. Stoletow in Moskau.*

(Aus dem *Bulletin de la Soc. Imp. des Naturalistes de Moscou*, 1873, No. 4, vom Hrn. Verfasser mitgetheilt.)

In meiner Arbeit über die Magnetisirung des Eisens ¹⁾ habe ich als Maafs der Magnetisirbarkeit den Neumann'schen Coëfficienten α angenommen. Dieser drückt bekanntlich das Verhältniß aus, in welchem das auf die Volumeneinheit bezogene magnetische Moment zur Gröfse der magnetisirenden Kraft steht, vorausgesetzt, daß das Eisen einen *unendlich langen Cylinder* bildet und gleichmäfsig longitudinal magnetisirt wird. Diesen Coëfficienten (in jenem Aufsatze ist er durch k bezeichnet) habe ich die *Magnetisirungsfunction* der gegebenen Eisensorte genannt, da er abhängig ist von der Gröfse der magnetisirenden Kraft. Eine Analyse der Versuche von v. Quintus Icilius (mit

1) Pogg. Ann. Bd. 144, S. 439; *Phil. Mag.* (4. sér.) vol. 45, p. 40; ausführlicher als Separatbroschüre (russisch), Moskau, 1872.

Ellipsoiden) und meiner eigenen (mit einem Ringe) hat mir nämlich gezeigt, daß die Function x bei steigender Scheidungskraft zuerst eine rasche Zunahme erleidet, dann wieder abnimmt. Dieses Verhalten scheint bei allen Eisensorten statt zu haben; doch sind die absoluten Zahlenwerthe der Function x bei demselben Werth des Arguments sehr verschieden, je nach der Beschaffenheit des Eisens.

Diese Ergebnisse sind seitdem durch eine gründliche Untersuchung des Hrn. H. A. Rowland bestätigt worden¹⁾. Hr. Rowland zeigt, daß auch für Stahl und Nickel der Verlauf der Function x ein ganz ähnlicher ist und sich durch dieselbe empirische Formel darstellen läßt; daß aber die Constanten dieser Formel sogar für zwei Varietäten ein und desselben Metalls sehr verschieden ausfallen²⁾.

- 1) *On Magnetic Permeability, and the Maximum of Magnetism of Iron, Steel and Nickel. Phil. Mag. (4. sér.) vol. 46, p. 140 (August 1873).* Mit dem Namen „magnetic permeability“ wird nach Sir W. Thomson die GröÙe $\mu = 1 + 4\pi x$ bezeichnet, welche, da x hier überhaupt viel größer als Eins ist, sich nahezu proportional mit x verändert.
- 2) Hr. Prof. Wiedemann, bei der Besprechung meiner Arbeit Galvanismus, 2. Aufl., Bd. II, S. 518), betrachtet die aus Versuchen mit dem Ringe berechnete Function als eine andere Magnetisirungsfuction, welche nicht zu verwechseln sey mit derjenigen, die aus Versuchen mit „ungeschlossenen Systemen“ erhalten würde.

Diese Unterscheidung scheint mir nicht genügend motivirt zu seyn. Der remanente Magnetismus, um den es sich hier handelt, ist auch in Stäben vorhanden. Betrachten wir einen sehr dünnen und langen Stab und einen Ring, beide gleichmäÙig magnetisirt, so ist der Unterschied derselben auf den remanenten Magnetismus kaum als beträchtlich anzuschlagen. Die entmagnetisirende Kraft, welche von der eigenen Eisenmasse herrührt, wird im Ringe gleich Null seyn; im Stabe ist sie eine kleine GröÙe von der Ordnung von $\frac{w}{l^2}$,

wo w den Querschnitt, l die Länge des Stabes darstellt (Maxwell's, *Treatise on Electricity and Magnetism, vol. II, p. 67*). In beiden Fällen ist eine äußere Kraft erforderlich, um den ganzen zurückgebliebenen Magnetismus abzuschütteln. Beobachten wir immer die Um-magnetisirung des Eisens, so wird die Berechnung von x nur insofern von dem remanenten Magnetismus beeinträchtigt, daß ein ge-

Hr. Prof. Riecke in seiner Abhandlung „Beiträge zur Kenntniß der Magnetisirung des weichen Eisens“ (Pogg. Ann. Bd 149, S. 433) schlägt vor, statt der Magnetisirungsfunction des unendlichen Cylinders eine andere Function p zu betrachten, welche dieselbe Bedeutung in Bezug auf die *Kugel* hat. Beide Größen, auf dieselbe Scheidungskraft bezogen, werden durch die Relation verbunden:

$$p = \frac{1}{\frac{4\pi}{3} + \frac{1}{k}}$$

Die Function p soll deshalb den Vorzug verdienen, weil sie „*innerhalb eines sehr großen Gebietes magnetisirender Kräfte einen für alle Eisensorten nahezu constanten Werth besitzt*“ (a. a. O., S. 435). In der That stimmen die Werthe von p , welche Hr. Riecke aus eigenen und fremden Versuchen berechnet, sehr gut überein; sie geben (S. 470) als Mittelwerth für mäßige Scheidungskräfte die Zahl 0,2372, und als Maximalwerth

$$p = 0,2382.$$

Der Zweck der vorliegenden Notiz ist hervorzuheben, daß diese Resultate von selbst einleuchten, und obige Zahlen eine sehr einfache Bedeutung haben. Diese sind nämlich nichts weiter, als ziemlich nahe Approximationen an die Zahl

$$\frac{3}{4\pi} = 0,2387,$$

welche als die obere Gränze von p erhalten wird, wenn wir $k = \infty$ setzen, und folglich das *ideale Maximum* von p darstellt. Bei mäßigen Scheidungskräften ist $\frac{1}{k}$ immer

wisser Theil der umgekehrten Scheidungskraft zur Abschaffung desselben verbraucht wird. Nun zeigen aber die eigenen Versuche des Hrn. Wiedemann mit Stäben und die von Hrn. Poggendorff mit geschlossenen Systemen (a. a. O., S. 519), daß jener Theil nur ein geringer ist.

Die Uebersicht der von Hrn. Rowland theils mit Stäben, theils mit Ringen, gewonnenen Zahlen, bestätigt wohl, daß die Verschiedenheit derselben nicht in der *Form*, sondern in der *Qualität des Stoffes* ihren wesentlichsten Grund hat.

klein gegen $\frac{4}{3}\pi$ (da er hier etwa zwischen 20 und 200 liegt¹⁾) und darf in der ersten Annäherung vernachlässigt werden. Deshalb bleibt p immer nahezu constant und *unabhängig von der Beschaffenheit des Eisens*²⁾. Ja, für jede andere stark magnetische Materie würde sich nothwendig ungefähr derselbe Werth von p ergeben³⁾.

Wir sehen hieraus einerseits, daß die von Hrn. Riecke berechneten Zahlen eine schöne Bestätigung der theoretischen Betrachtungen liefern. Gleichzeitig sehen wir aber, daß die GröÙe p *sehr wenig geeignet ist, die specifische Magnetisirbarkeit eines Stoffes zu charakterisiren*; da für die Kugel der Einfluss der Stoffbeschaffenheit beinahe verschwindet gegen den Einfluss der Gestalt. Es läßt sich beweisen, daß dieses überhaupt für jeden Körper gilt, dessen Dimensionen nach allen Richtungen von derselben Ordnung sind⁴⁾. Um die Magnetisirung so gestalteter Körper mit genügender Genauigkeit *a priori* zu berechnen, ist schon eine grobe Schätzung des Coëfficienten k ausreichend. Die Magnetisirungsfunktionen solcher Körper, durch Versuche ermittelt, werden stets eine viel kleinere Veränderlichkeit zeigen, als die Magnetisirungsfunktion eines dünnen Stabes oder Ringes, einer dünnen Platte oder Schaaale

- 1) Für meinen Eisenring war das Maximum von $x = 174$; bei den von Hrn. Rowland untersuchten Eisensorten war es fast überall noch größer, und in einem Falle erreichte es den Werth $x = 439$ ($\mu = 5515$).
- 2) Eine kurze darauf bezügliche Anmerkung finde ich schon in Wiedemann's Galvanismus, 2. Aufl., Bd. II, S. 403.
- 3) Für einen Ring von ausgeglühtem Nickel fand Hr. Rowland das Maximum von $x = 24$ ($\mu = 305$). Hiernach kann p sogar für Nickel (im Maximum der Magnetisirbarkeit) den Werth 0,2364 erreichen. Für Stahl wird die Annäherung an das absolute Maximum (0,2387) noch größer, und gilt zwischen weiteren Grenzen der Scheidungskraft.
- 4) Vergl. Maxwell, *Treatise on Electricity and Magnetism*, vol. II, chap. V, p. 56—67; z. B. „When x is a large positive quantity, the magnetization depends principally on the form of the body, and is almost independent of the precise value of x , except in the case of a longitudinal force acting on an ovoid so elongated“, etc. (p. 66). Wir setzen hier immer voraus, daß die Magnetisirung eine gleichmäßige ist.

und können nahezu als constant betrachtet werden. Wenn wir aber, von einem solchen constanten Mittelwerth ausgehend, die Magnetisirung irgend eines Körpers der *letzten* genannten Kategorie zu berechnen versuchen, so können wir zu sehr ungenauen Resultaten kommen. Bei den Körpern, *deren eine oder zwei Dimensionen sehr klein sind gegen die Dritte*, wird nämlich die *tangentiale Componente* des magnetischen Moments mit x wachsen¹⁾. Der Einfluß der specifischen Eigenschaften des Stoffes tritt hier also in voller Stärke hervor. Wollen wir *auch solche* Körper ins Gebiet unserer Betrachtungen ziehen, so müssen wir auf die specielle Beschaffenheit des Stoffes Rücksicht nehmen und die Kenntniß der Magnetisirungsfunction eines Körpers *dieser Art* wird hier durchaus unentbehrlich.

Die Function x genügt vollkommen diesem Zweck und hat den Vorzug, daß in ihr von den Querdimensionen des dünnen Körpers abstrahirt wird.

Körper, deren Dimensionen von verschiedener Größenordnung sind, spielen in mehreren Theilen der Physik eine besondere Rolle. In der Hydrostatik ist ihre Theorie am wesentlichsten durch die Capillarkräfte beeinflusst; in der Elasticitätslehre verlangen sie eine eigenthümliche Behandlungsweise; in der Lehre von der paramagnetischen Magnetisirung machen sie eine genauere Kenntniß der Magnetisirungsfunctionen durchaus unentbehrlich.

Weihnachten 1873.

- 1) Strenger genommen, proportional mit $\frac{x}{1+x\epsilon}$, wo ϵ eine mit den Querdimensionen verschwindende Zahl ist, und der Werth von x sich nicht auf die ganze tangentielle Scheidungskraft T bezieht, sondern auf $\frac{T}{1+x\epsilon}$. Für einen geschlossenen Stab von überall gleichem Querschnitt ist $\epsilon = 0$. Aus diesen Betrachtungen erklären sich z. B. die Versuche des Hrn. v. Waltenhofen über die Magnetisirung dünner Drahtbündel, dünnwandiger Röhren usw., Wiedemann's Galvanismus, 2. Aufl., Bd. II, S. 430). Die große Stärke der aus dünnen Stahlbändern (*rubans d'acier*) zusammengesetzten Magnete des Hrn. Jamin (*Comptes Rendus*, t. 76, p. 789, 1873) scheint auch damit in Beziehung zu stehen. (Vergl. besonders art. X, p. 794.)

**IX. Unmittelbare manometrische Flammen;
vom Prof. Julius Kohn in Buda-Pesth.**

Hr. König in Paris hat die Wissenschaft mit einer sehr sinnreichen Methode bereichert, mittelst welcher er die Wellen der tönenden Luft sichtbar gemacht hat. Diese Methode hat, wie voraus zu sehen war, bei wissenschaftlichen Untersuchungen mehrseitige Anwendung gefunden. Der Experimente König's gar nicht zu erwähnen, bediente sich dieser Methode Herr Johann Zoch, Professor zu Nagy-Röcze in Ungarn, zur Messung der Schall-Geschwindigkeit in verschiedenen Gasen. Die von Zoch gebrauchte Vorrichtung hat Hr. Alfred Mayer vervollkommenet und manometrischen Flammenmikrometer genannt. Denselben hat Hr. Mayer noch benutzt zur unmittelbaren Messung der Wellenlängen der Luft, zur Bestimmung der Form der Wellenoberfläche und zur Messung hoher Temperaturen.

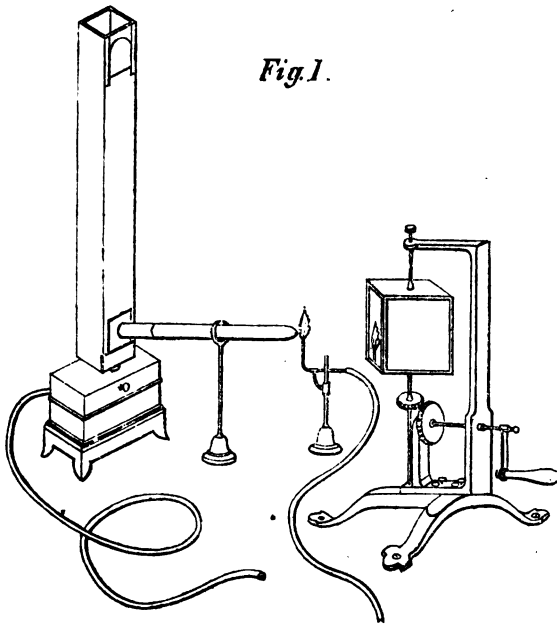
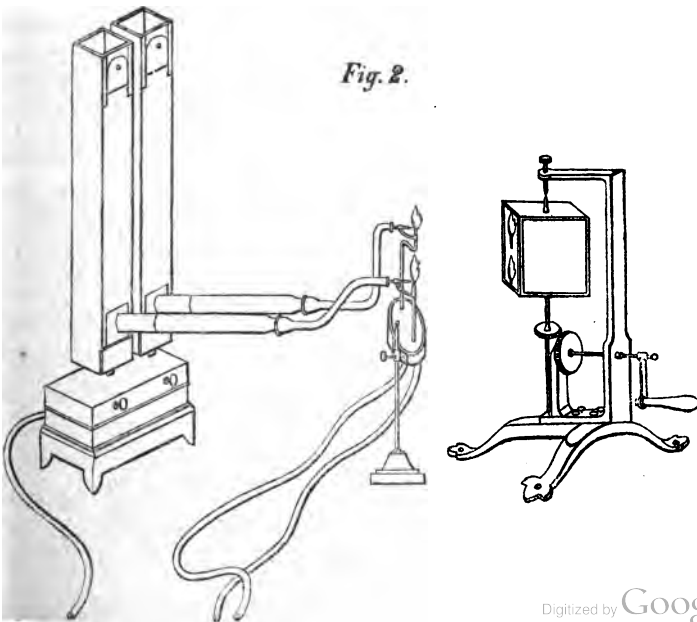
Ich will bei dieser Gelegenheit die Frage, ob es mit dieser Methode möglich sey, die Wellenlänge genauer zu bestimmen, als mit den bisherigen? unerörtert lassen, obwohl ich diese Möglichkeit auf Grund meiner Versuche in Zweifel ziehe und noch mehr die Möglichkeit bezweifle, die Wellenoberfläche nach diesem Verfahren mit solcher Genauigkeit zu bestimmen, wie Hr. Mayer behauptet, welcher aus seinen Versuchen die ellipsoidische Form des durch die Orgelpfeife erzeugten Tones zu erkennen meint. Trotzdem bieten diese Versuche eine Grundlage für weitere Forschungen und König's Erfindung gewinnt durch dieselben eine immer weitere Anwendung.

Indem ich mich mit der Prüfung der eben erwähnten Versuche beschäftigte und es mir nicht gelang, das gewünschte Ergebnis zu erlangen, richtete ich mein Bemühen dahin, je größere Flammen anwenden zu können. Dies wird natürlich am meisten durch die Membran verhindert, indem dieselbe die zu ihrer Bewegung erforderliche bedeutende Kraft der Flamme entzieht.

Dieses hat mich auf den Gedanken geführt, die Flamme ohne Membran unmittelbar durch die Wellen der Luft in Schwingungen zu versetzen. Da es mir mit der Methode der Bunsen'schen Brenner nicht gelang, die Lichtstärke des Gases hinreichend zu vermindern oder zu vermehren, je nachdem die zur untern Oeffnung des Brenners geleiteten Tonwellen daselbst die Luft verdichten oder verdünnen, so befestigte ich an der König'schen Kapsel, nachdem ich die Membran von derselben entfernt hatte, eine kurze Glasröhre. Die Röhre endete in einer runden Oeffnung von 1 Millimeter Durchmesser, vor welche ich eine 6 bis 8 Centimeter hohe Gasflamme stellte. Sobald die Pfeife ertönte, zogen die erfolgenden Luftverdünnungen die Flamme in die Röhre hinein, während die mit diesen alternirenden Luftverdichtungen dieselbe nach auswärts bliesen. Die Flamme verlor bedeutend an Glanz und zeigte im Drehspiegel schöne, helle und ihrer Gröfse entsprechende Zacken. Auf diese Weise gelang es mir, alle jene Versuche zu wiederholen, welche bisher mit Hülfe der Membran ausgeführt worden sind.

Wenn aber die tönende Luft solcherweise die Gasflamme in Schwingungen zu versetzen vermag und andererseits wie bekannt, der in den Röhren sich fortpflanzende Ton mit der Entfernung nur wenig an Stärke verliert, so ist zu erwarten, daß diese Wirkung nicht bloß die aus der Pfeife geleiteten Wellen, sondern auch jene Wellen hervorzurufen vermöge, welche in der Nähe an die Tonquelle hingehaltene Röhre erzeugt werden.

Dieser Versuch gelang vollständig. Die Vorrichtung ist, wie Figur 1 zeigt, außerordentlich einfach. Eine beliebig lange Röhre von 2, 3 oder mehr Centimeter Durchmesser, welche sich in einer Oeffnung von etwa 1^{mm} Durchmesser endigt, wird an eine beliebige, aber hinreichend starke Tonquelle, am einfachsten nahe an der Mündung einer Orgelpfeife befestigt und vor die enge Oeffnung eine 6 bis 8 Centm. hohe Gasflamme so hingestellt, daß die Röhre in die Basis der Flamme blase.

Fig. 1.*Fig. 2.*

Diese Methode ist ebenso bequem anwendbar, und leicht den Umständen anpaßbar, wie die König'sche. Es ist nämlich nicht nöthig, daß die Leitungsröhre unmittelbar in die Flamme blase, sondern man kann die Tonwellen mittelst einer Kautschukröhre in wo immer aufgestellte Flammen hinführen (Fig. 2).

Wollen wir die gleichzeitige Wirkung zweier Töne an der Flamme beobachten, so können wir das so einrichten, daß wir die Wellen der beiden Töne mit Hülfe einer dreiarmligen Röhre der Flamme zuführen, und so die den Intervallen entsprechenden Flammenbilder beobachten, oder aber noch einfacher so, daß wir nur eine Röhre anwenden, ihre Länge aber so wählen, daß sie auf den einen der beiden Töne resonire. In letzterem Falle befestigen wir die Röhre an der Mündung jener Pfeife, auf deren Ton sie nicht oder vielmehr schwächer resonirt und lassen die andere Pfeife, auf welche die Röhre vollkommen resonirt, nahe zu ihr ertönen. So erhalten wir sehr leicht und schön die Bilder der Intervalle im Drehspiegel.

Es ist natürlich, daß die aus den Helmholtz'schen Resonatoren geleiteten Luftwellen auf die Flammen eben dieselbe Wirkung ausüben.

Ueberhaupt sind alle jene Versuche, welche bisher mit den König'schen manometrischen Kapseln mit Hülfe von Membranen ausgeführt wurden, auch nach dieser Methode ausführbar.

Außer dem Vortheil, daß die betreffenden Versuche mittelst dieser Methode auch einem größeren Auditorium auf einfachere Weise gezeigt werden können als mittelst der früheren, muß dieselbe auch bei wissenschaftlichen Untersuchungen zu viel genaueren Resultaten führen, als die König'sche, indem die letztere nicht nur kleinere Bilder liefert, sondern die Membran — ihrer unvollkommenen Elasticität wegen — die geringeren Veränderungen der Wellen dem Gase gar nicht mitzutheilen vermag. Insbesondere scheinen die durch die Vocale erzeugten Bilder von König's Zeichnungen abzuweichen. In welchem

Maafse diese Zeichnungen richtig oder unrichtig sind, werde ich nach Abschluß meiner Untersuchungen so frei seyn zu publiciren.

Die Versuche wurden im physikalischem Laboratorium des Polytechnicums zu Buda-Pesth ausgeführt.

X. *Ueber die Bewegung und Wirkung der Gletscher; von Dr. Fr. Pfaff.*

(Aus d. Sitzungsberichten d. physikalisch-medicin. Soc. zu Erlangen, mitgetheilt vom Hrn. Verfasser.)

Obwohl seit mehr als anderthalb Jahrhunderten bekannt, ist die Bewegung der Gletscher doch erst seit 45 Jahren ein Gegenstand der Untersuchung geworden. Hugi war der erste, welcher 1827 eine Messung derselben an dem Aargletscher vornahm, aber erst in den vierziger Jahren wurden diese methodisch und in einer solchen Ausdehnung vorgenommen, daß daraus sichere Schlüsse gezogen werden konnten.

Ziemlich gleichzeitig stellten Agassiz auf dem Aargletscher und Forbes auf dem Mer de Glace umfassende Beobachtungen über das Fortrücken der Eismassen an verschiedenen Stellen an. Ihren Arbeiten reihen sich die der Gebrüder Schlagintweit auf der Pasterze und die Tyn-dall's, ebenfalls auf dem Mer de Glace ausgeführt, an. Außerdem haben wir noch eine große Reihe von Einzelbeobachtungen, d. h. solchen, welche an diesem oder jenem Gletscher die Bewegungen einer willkürlich gewählten Linie für eine kurze Zeit bestimmten. Durch diese zahlreichen Untersuchungen sind uns die Gesetze, nach welchen die Bewegung der Gletscher erfolgt, im Ganzen vollständig bekannt geworden und auch über die Ursache dieser Bewegung ist eine Uebereinstimmung so weit hergestellt, daß

es nur noch untergeordnete Punkte sind, über welche gegenwärtig noch eine Discussion möglich ist.

Die Gesetze sind dieselben, welche für die Fortbewegung jeder flüssigen Masse gelten, es bewegt sich nämlich:

- 1) die Gletschermitte stärker als die Seiten,
- 2) die Oberfläche rascher als die Tiefe,
- 3) an Krümmungen die nach dem Ufer convexe Seite schneller als die gegenüberliegende concave.
- 4) an engeren Stellen die Eismasse schneller als in Thalweitungen.

Dagegen zeigen sich auch wieder bedeutende Verschiedenheiten von einem Flusse, die wesentlich dadurch bedingt sind, daß das Eis als eine feste Masse, den Gesetzen der Hydrostatik nicht unterworfen ist und vorzugsweise durch den Druck der höher gelegenen Firn- und Eismassen vorwärts geschoben und gepreßt wird, daß es vielfache Zusammenhangstrennungen und Spalten erkennen läßt und daß seine Bewegung von der Temperatur insofern ganz bedeutend beeinflusst wird, als das oberflächlich geschmolzene Wasser, in die Tiefe gelangend, das Gleiten der Masse nachweisbar bedeutend vermehrt, so daß nach den bis jetzt allerdings spärlichen Beobachtungen die Bewegung im Winter nur etwa die Hälfte von der im Sommer beträgt.

Es haben daher auch nur die oben erwähnten vier Gesetze der Bewegung allgemeine Gültigkeit; dagegen scheint jeder Gletscher seine besonderen Eigenthümlichkeiten in Beziehung auf die übrigen bei der Bewegung in Frage kommenden Verhältnisse zu besitzen, die gewiß von localen Eigenthümlichkeiten bedingt sind und noch viel Räthselhaftes darbieten, was wohl erst nach eingehenden Detailstudien an einer großen Anzahl von Gletschern aufgehehlt werden kann. Sehen wir auch ganz ab von der paroxysmisch sich steigernden Bewegung einzelner Gletscher, wie des Vernagt, so ist die Quantität der Bewegung an verschiedenen Stellen der Länge des Gletschers nach eine auffallend verschiedene bei verschiedenen Gletschern. Am

Aargletscher z. B. betrug sie ein Maximum ziemlich in der Mitte zwischen Firn und Gletscherende, beim Mer de Glace nahm sie vom Firn an eine Zeit lang zu, dann wieder ab, dann zu bis zum Ende, beim Morteratsch nimmt sie nach den vorliegenden allerdings wenigen Beobachtungen bis zum Ende ab, an der Pasterze von oben nach unten constant zu. Aus den bisherigen Beobachtungen geht so viel hervor, daß die Bewegung aller Gletscher eine sehr langsame und nur mit Hülfe feinerer Meßinstrumente genau zu ermittelnde sey, die sich einigermaßen abhängig zeigt von der Temperatur. Die stärkste bisher beobachtete Bewegung zeigt die Mer de Glace nämlich 864^{mm} in 24 Stunden, dann folgt der Gurgler Gletscher mit 771, der Aargletscher mit 374, die Pasterze mit 257^{mm} . Vertheilt man diese Bewegung gleichmäßig auf die 24 Stunden, so kommt auf je eine Stunde bei den genannten Gletschern $36 - 32 - 15 - 10,7^{\text{mm}}$, und da dieses Maximum der Bewegung ziemlich nahe der Mitte des Gletschers zu liegen kommt, und nach dem Ufer zu sich bedeutend verringert, so war es nach dem bisher angewandten Verfahren der Messung nicht möglich die Frage zu beantworten: Welcher Art ist die Gletscherbewegung? Erfolgt dieselbe nach Art der Bewegung des Wassers gleichmäßig und ununterbrochen oder ungleichmäßig und ruckweise. Die bisherigen Messungen der Bewegung hatten nämlich alle den Zweck, die Gesetze für dieselbe und den Betrag des Fortrückens für die ganze Breite des Gletschers zu ermitteln und es mußte zu diesem Behufe eine größere Anzahl von Pfählen in einer geraden Linie, die senkrecht auf der Längsaxe des Gletschers steht, aufgepflanzt und beobachtet werden. Das war und ist nur dadurch möglich, daß man einen Theodolithen so am Ufer aufstellt, daß man die ganze Reihe mit einem Male übersehen kann. Die wellige und gewölbte Form der Gletscheroberfläche macht es nothwendig, das Instrument ziemlich hoch am Ufer, also jedenfalls in beträchtlicher Entfernung von der Gletschermitte aufzustellen. Bedenken wir, dass die Breite der genannten

Gletscher zwischen 1000 und 2000 Meter beträgt, so werden wir die Entfernung des Punktes, welcher das Maximum der Bewegung zeigt, im Minimum zu 600 Meter von dem Meßinstrumente annehmen dürfen. In diesem Falle verhält sich also selbst das gefundene Maximum der Bewegung für 1 Stunde, 36^{mm} zur Entfernung 600 Meter $= 1:16666$, was einer Drehung des Instruments von 12 Secunden entspricht, also einer Größe, die gerade an der Gränze der Leistungsfähigkeit der gewöhnlichen Theodolithen steht. Bei dem wohl am häufigsten angewandten Verfahren, einen Gehülfen mit einem Zollstabe die Entfernung des vorgerückten Stabes von einem zweiten messen zu lassen, der genau in derselben Visirlinie aufgestellt oder nur gehalten wird, in welcher der erste Stab, als er befestigt wurde, sich zeigte, giebt ebenfalls keine größere Genauigkeit, und Fehler von 1 bis 2 Centm. sind bei der angenommenen Entfernung nicht zu vermeiden, indem 1 Centm. auch nur bei einer Entfernung von 500 Meter unter einem Gesichtswinkel von 4 Secunden erscheint. Zur Beantwortung unserer beiden Fragen, ob die Bewegung des Gletschers gleichmäßig und ununterbrochen vor sich gehe, ist es aber selbstverständlich nothwendig, die Fortbewegung wo möglich auf Bruchtheile eines Millimeters messen zu können. Es leuchtet wohl auch ohne weitere Auseinandersetzung ein, daß man zu solchen minutiösen Messungen nicht vom Ufer weit entfernte Stellen benutzen kann, sondern nur nahe dem Ufer gelegene.

Der Uebelstand, daß hier die Bewegung eine sehr geringe ist, kommt bei dem Mikrogoniometer¹⁾, wie ich das zum Messen eingerichtete Mikroskop genannt habe, nicht sehr in Betracht, da mit demselben Bewegungen, die selbst unter $\frac{1}{10000}^{\text{mm}}$ herabgehen, noch wohl gemessen werden können. Die Hoffnung, mit diesem die Frage nach der Art der Gletscherbewegung beantworten zu können, hat sich bei einem Besuche des Aletschgletschers in den ver-

1) Das Mikrogoniometer, ein neues Meßinstrument, Erlangen, E. Bolds 1872.

flossenen Herbstferien auch als eine vollkommen gerechtfertigte herausgestellt. Ich wählte diesen Gletscher, weil er der größte aller Eisströme der Alpen ist und seiner ganzen Gestaltung nach als ein sehr regelmäßiger und einfache Verhältnisse darbietender sich zeigt und nahe demselben im Hotel Riederalp eine ebenso günstig gelegene als angenehme Station sich findet. Ich überzeugte mich auch bald, daß gerade in diesem Jahre die zu einer solchen Messung erwünschte Beschaffenheit des Gletscherandes an einer 1500 Meter über dem Ende gelegenen Stelle vollständig vorhanden war. Es fand sich nämlich eine felsige Terrasse hart am Eise, die erst kürzlich von dem wie alle Gletscher der Alpen gegenwärtig stark sich erniedrigenden Aletsch verlassen war, und über dieselbe zunächst ungefähr $1\frac{1}{2}$ Meter fast senkrecht über aufragend das feste wenig zerklüftete Eis, das gegen die Mitte zu allmählig sich erhob. Das von der Terrasse sehr steil abfallende Ufer war, soweit man sehen konnte, durch eine sehr schmale Kluft von dem Eise getrennt, so daß eine Reibung der obersten Eislagen am Ufer hier nicht Statt fand. Auf dieser Terrasse wurde nun das Meßinstrument auf einem Theodelithenfusse aufgestellt. Ich hatte schon hier ein festes Gestell, aus einem horizontalen Kreuze mit einem darauf befestigten senkrechten Arme von $1\frac{1}{2}$ Meter Höhe anfertigen lassen. An dem letzteren, möglichst nahe seinem unteren Ende, war ein aus Blechröhren, die wie die Röhren eines Zugfernrohres in einander paßten, gefertigter Arm, der sich zugleich auf das vordere Ende des einen horizontalen Theiles des Kreuzes stützte, unbeweglich befestigt. Die dünnste Röhre trug an einem starken Drahte von Aluminium eine sehr feine Nadelspitze. Durch Versuche in einem Saale der geologischen Sammlung hatte ich gefunden, daß ich den Arm 7 Meter lang machen konnte, ohne daß er schwankte, allein auf dem Gletscher war dieses nicht möglich. Erst als ich ihn auf 2 Meter verkürzt hatte, hörte das Zittern der Nadelspitze ganz auf, was für ein genaues Einstellen natürlich unerläßlich war.

An den Enden des Kreuzes waren unten kleine Klötzchen von Holz befestigt, die wie das Kreuz selbst zuerst mit heißem Leinöl getränkt und dann mit Oelfarbe angestrichen waren. So ruhte das Kreuz nur mit seinen Enden auf dem Eise, das vor der Aufstellung soweit als es nöthig war eingeebnet wurde. Um eine Verrückung desselben zu verhindern, wurde es mit flachen Steinen beschwert, und um eine Neigung desselben durch allenfallsige ungleiche Abschmelzung des Eises zu vermeiden, bedeckte ich die auf dem Eise ruhenden Enden mit weißen Tüchern. Ein an dem senkrechten Arme angebrachtes Loth gestattete, sich von dem Nichteintritte einer Neigung zu überzeugen.

Außer diesem Kreuze war noch ein mit einer eisernen Spitze versehener Stab in einer Entfernung von 8 Metern vom Rande des Eises in demselben unbeweglich befestigt. Etwa 30 Centm. über dem Eise trug er eine unmittelbar in $\frac{1}{2}^{\text{mm}}$ getheilte Scale und ein Bleiloth, um auch an ihm seine unveränderte Stellung gegen den Horizont constatiren zu können. Auf die Scale wurde ein Fernrohr gerichtet, das mit einem zweizölligen Objective und einem astronomischen Oculare versehen, eine 60fache Vergrößerung gewährte, so daß damit auch eine Verrückung der Scale von $\frac{1}{5}^{\text{mm}}$ ganz gut erkannt werden konnte.

Die Beobachtung der Nadelspitze des Kreuzes mit dem Mikrogoniometer ergab nun unzweifelhaft, daß die Fortbewegung des Eises *ohne alle Unterbrechung* erfolgte. Die Nadelspitze rückte continuirlich durch das Gesichtsfeld ohne je den geringsten Stillstand zu zeigen. Ich beobachtete ohne auszusetzen, so lange es das Auge vertrug, ohne je ein auch nur momentanes Aufhören der Bewegung zu bemerken. Statt des Fadenkreuzes hatte ich ein Glasplättchen mit 1 horizontalen und 5 denselben kreuzenden senkrechten Strichen angebracht und mittelst einer Secundenuhr wurde jedesmal die Zeit gemessen, welche verfloß, bis die Nadelspitze von dem ersten bis zum dritten oder vierten der Striche gelangt war, dann wurde mit Hülfe

der Mikrometerschraube an der Kreistheilung rasch das Mikroskop wieder so gerichtet, daß die Nadelspitze wieder am ersten Striche erschien. Welchem Betrage in Mm. bei der angewandten Vergrößerung (60) diese Fortbewegung der Nadel von einem Theilstriche zum andern entsprach, wurde mittelst des Instrumentes selbst leicht an einem feinen Glasmikrometer bestimmt. Obwohl ich bei dem Verfolgen der Bewegung der Nadel eine Ungleichheit in der Schnelligkeit nicht wahrnehmen konnte, so zeigte die Messung doch eine solche sehr deutlich. Im Mittel betrug dieselbe $0,066^{\text{mm}}$ für eine Minute und schwankte zwischen $0,057$ und $0,08^{\text{mm}}$.

Würde man dieses in den Mittagstunden bei sonnigem warmem Wetter gefundene Mittel auch für die Nacht und für den ganzen Tag als gültig annehmen, so würde das eine Fortbewegung dieser Stelle des Gletschers von 95^{mm} in 24 Stunden ergeben. Für den Rand wäre dies die stärkste bis jetzt beobachtete Bewegung. Wir werden aber gleich sehen, daß es nicht zulässig erscheint, auch für die kälteren Stunden und die Nacht jene Zahl als Mittel gelten zu lassen, sondern daß wir für diese eine geringere Mittelzahl annehmen müssen. Es ergibt sich dies aus den Beobachtungen an dem etwas entfernten Stabe mit der Scale, die an zwei Tagen in den Stunden von Vormittag 11 Uhr bis Nachmittag $5\frac{1}{2}$ Uhr vorgenommen wurden. Zunächst zeigte sich auch hierbei, daß die Bewegung ununterbrochen vor sich gehe; da, wie oben erwähnt wurde, $\frac{1}{5}^{\text{mm}}$ mit dem Fernrohr noch ganz gut unterscheidbar war, so hätte eine Unterbrechung der Bewegung und ein ruckweises Auftreten derselben sich auch mit diesem wohl bemerklich machen müssen. Aber auch mit diesem Instrumente zeigte sich die Bewegung gleichförmig, es rückte ein Theilstrich nach dem andern durch das Fadenkreuz. Auch diese Beobachtung ergab jedoch eine sehr merkliche Ungleichheit der Bewegung. Während sie nämlich im Mittel für die ganze Beobachtungszeit 19^{mm} für die Stunde betrug, ergab sie um 12 Uhr 8^{mm} für die-

selbe Zeit, Nachmittag um 4 Uhr 10, um $4\frac{3}{4}$ 24^{mm}, stieg bis 5 Uhr 5 Minuten, wo sie 30^{mm} für die Stunde ergeben hätte, und sank um $5\frac{1}{2}$ Uhr wieder auf 18^{mm} herab. Die Differenz zwischen Maximum und Minimum ist hier allerdings sehr bedeutend, indem das erstere fast das vierfache von dem Minimum erreichte. In dieser Beziehung ist also ein sehr großer Unterschied zwischen der Bewegung eines Flusses und der eines Gletschers, indem der erstere bei gleichbleibender Wassermenge auch eine gleichbleibende Stromgeschwindigkeit an derselben Stelle erkennen läßt, während an einem Gletscher dieselbe im Verlauf weniger Stunden, wo wir eine Veränderung der Eismenge nicht annehmen können, beträchtlich wechselt. Aus den Beobachtungen von Agassiz auf dem Aargletscher vom Jahre 1845 geht übrigens deutlich hervor, daß auch für auf einander folgende Tage eine bedeutende Ungleichheit der Bewegung sich an diesem Gletscher herausstellte, die für den halben Tag von 6 Uhr Morgens bis 6 Uhr Abends in der Mitte des Gletschers zwischen 80 und 210^{mm} schwankte. Ein directer Einfluß der Witterung läßt sich zwar für die größeren Schwankungen nachweisen, die sich bei Vergleichung der Bewegung in verschiedenen Jahreszeiten ergeben, aber für diese in so kurzen Zeiträumen auftretende Ungleichheit der Bewegung lassen sich meteorologische Verhältnisse durchaus nicht zur Erklärung herbeiziehen und es werden wohl noch ausgedehntere Beobachtungen angestellt werden müssen, ehe wir über die Gletscherbewegungen vollständig klar seyn werden.

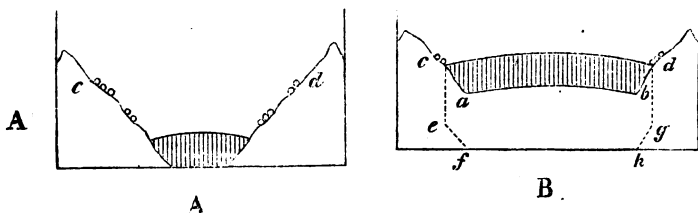
Und dennoch ist uns gerade darüber eine genauere Kenntniß nöthig, wenn wir etwas mehr als bloße Vermuthungen über einen Gegenstand aufstellen wollen, der in der neueren Zeit vielfach behandelt worden ist und zu den lebhaftesten Controversen Veranlassung gegeben hat. Ich meine die Thalbildung in den Alpen und den Einfluß der Gletscher auf dieselbe, worüber ich noch einige Bemerkungen hier anfügen will. Wie so häufig bei geologischen Erscheinungen sehen wir auch hinsichtlich des

Einflusses der Gletscher die Meinungen so weit als möglich auseinandergehen. Ramsay und Tyndall stellen die alpinen Thäler und Seen z. Th. als durch die Gletscher „ausgehobelt“ dar; sie lassen also die Thäler unter den Gletschern durch deren Fortbewegung entstehen, während Rütimyer in seiner vortrefflichen Schrift „Ueber Thal- und Seebildung“ die Gletscher als die entschiedensten Erhalter des Bodens, als ein eminent conservirendes Element hinstellt und behauptet: „Mit Vergletscherung wird Thalbildung stille gestellt; sie geht nur außerhalb und überhalb der Eisdecke vorwärts.“ Diese Erscheinung läßt wohl den sicheren Schluß zu, daß wir uns eben bei dieser Frage noch mehr auf dem Gebiete der Vermuthungen, als auf dem sicheren Boden von Thatsachen und Beobachtungen befinden und bei näherer Betrachtung dieser Eishobeltheorie sehen wir auch sehr klar, daß es gegenwärtig gar nicht möglich ist, *sichere* Beweise für oder gegen sie aus unserer jetzigen Gletscherkenntniß herzunehmen, indem uns nahezu Alles unbekannt ist, was wir wissen müßten, um diese Hypothesen als wahr oder falsch hinzustellen. (Ueberhaupt scheint es Angesichts der Thatsachen, welche beweisen, daß Thäler auf sehr verschiedene Weise entstehen können, ganz unzulässig von einer Thalbildung im Allgemeinen zu reden, wir können immer nur ganz bestimmte einzelne Fälle betrachten.) Trotzdem können wir doch diese Theorie insofern einer Prüfung unterwerfen, als wir einmal die Voraussetzungen, die sie, wenn auch stillschweigend macht, näher untersuchen können, ebenso die Schlüsse, die mit Nothwendigkeit aus ihr hervorgehen und diese dann mit den Thatsachen, die uns die Beobachtung lehrt, vergleichen. Gehen wir zunächst an die Voraussetzungen. Wenn ein Gletscher das Thal aushöhlte und erzeugte, so müssen wir nothwendig voraussetzen, daß der Gletscher eher da war, als das Thal. Nun wissen wir aber bis jetzt nur das von dem Alter der Gletscher, daß sie alle nicht weiter als bis in die tertiäre Formation zurück verfolgt werden können. Jedes der Glet-

scherwirkung zugeschriebene Thal darf daher nicht älter seyn, als die Tertiärzeit. Nun ist aber ganz entschieden ein grosser Theil der alpinen Thäler in Gesteine eingeschnitten, die weit älter sind und keine Spur von tertiären Ablagerungen tragen. Nach den bis jetzt geltenden geologischen Grundsätzen müssen wir dieselben auch zur Zeit der Tertiärformation als Festland annehmen und natürlich auch die Thalbildung zu derselben Zeit beginnend, in welcher diese Massen ins Trockne gelangten. Da die Gletscherwirkung seit einer kurzen Zeit erst wirkt, so müßte bei jedem Thal, das ihrer Wirkung zugeschrieben wird, die Untersuchung zuerst damit anfangen, in welche Zeit haben wir den Beginn der Bildung dieses Thales zu setzen? Eine zweite Voraussetzung, mit der diese ganze Theorie steht und fällt, ist die, daß sich die ganze Gletschermasse auch auf ihrem Grunde noch fortbewege, denn es ist offenbar, daß wenn sich die untersten Schichten eines Gletschers nicht über den Boden fortbewegen, sondern fest auf ihm ruhend sind, eine Abhobelung des Bodens nirgends erfolgen kann. Das einzige, was wir aber bis jetzt hinsichtlich dieser Frage durch Beobachtung wissen, ist das: die Gletscher bewegen sich an ihrer Oberfläche rascher als in der Tiefe. Ganz unbekannt ist uns aber das Gesetz, welchem die Abnahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe folgt, und ebenso unbekannt die Dicke der Gletscher. So lange wir aber über diese beiden Verhältnisse nichts wissen, ist es reine Geschmackssache, ob man die Gletscherbewegung bis auf den Grund oder nur bis in eine gewisse Tiefe reichend, annehmen will.

Wir sehen also, daß diese Theorie von zwei Voraussetzungen ausgeht, von denen die erstere in vielen Fällen entschieden falsch, die zweite in keiner Weise erwiesen ist. Wie sieht es nun mit den Folgerungen aus, zu denen sie führt? Dieselbe nimmt an, das Thal sey nach und nach durch den Gletscher ausgehobelt worden, der Grund immer mehr vertieft worden. Betrachten wir nun den gegenwärtigen Zustand eines Thales, in dem sich ein Gletscher befindet, so bietet es uns folgenden Durchschnitt *A*, steigen wir an seinen Wänden hinauf, so können wir in der That *sichere* Spuren der Anwesenheit des Gletschers bei *c*, *d* bei manchen bis zu mehr als 1000 Fuß über die jetzige Oberfläche des Gletschers verfolgen. Nach der Anshobelungstheorie bot dann früher dasselbe Thal den Durchschnitt *B* dar.

Und nun möchten wir fragen, wenn durch seine Abreibung auf dem Grunde *ab* und an den Seiten *ac* und *bd* der Gletscher das Thal vertiefte, wie kommt es, daß es sich nach unten verengt und nicht die Form *cdhf* an-



genommen hat? Die überall beobachtbare Verengung des Thales nach unten scheint mir nach dieser Theorie vollkommen unerklärlich, sie führt nothwendig zu der Folgerung, daß der Gletscher durch seine Reibung das Thal immer tiefer, aber sich immer schmaler gemacht habe, ohne daß irgend ein Grund für diese letztere Erscheinung angeführt werden kann. Denn der Verwitterung der vom Eise durch das Sinken des Gletschers frei gewordenen Stellen kann es deshalb nicht zugeschrieben werden, weil uns eben die bis *cd* wohl erhaltenen Spuren der Gletscherwirkung erkennen lassen, daß die Verwitterung, seitdem sich der Gletscher zurückgezogen, um keinen halben Zoll die Felswände abgetragen habe.

Damit kommen wir sofort zu einer zweiten Folge dieser Theorie, welche nicht weniger fatal für dieselbe ist; sie muß nämlich eine ungeheuer rasche Aushöhlung der Thäler durch die Gletscher annehmen. Die Beobachtung zeigt uns nämlich sehr deutlich bis zu Höhen von mindestens 1000 Fuß über dem jetzigen Gletscher wohlerhaltene Gletscherschliffe und durch denselben erzeugte Schrammen. Dieselben sind von der Verwitterung noch nicht vertilgt. Freilich geben uns die Vertreter dieser Thalbildungstheorie keine Zahlen über den Betrag der Aushöhlung und der Verwitterung, aber wir müssen unter allen Umständen über das Verhältniß dieser beiden Factoren, wie es sich nach dieser Theorie gestalten muß, folgendes schließen: In der Zeit, in welcher die Verwitterung nicht im Stande war, seichte Furchen von den Felsen zu tilgen, die der Gletscher erzeugt, hat der Gletscher das Thal so ausgehöhlt, daß er sein stärkeres Abschmelzen in der Gegenwart mit eingerechnet 1000 Fuß tiefer liegt, als jene Zeichen. Eine weitere nothwendige Folge dieser Theorie

ist die Annahme, daß die Gletscher vor den Thälern existirt haben, während nach allen Beobachtungen, die wir jetzt machen, ein Thal eine nothwendige Vorbedingung für das Bestehen eines solchen ist. Denn denken wir uns die Gletscherthäler mit Gesteinmasse ausgefüllt, so bleibt uns nichts übrig als eine Hochebene, auf der wohl Schnee- und Firnmassen, aber kein Gletscher bestehen kann.

Es würde hier viel zu weit führen, noch näher auf diese und andere Schwierigkeiten dieser Theorie der Thalbildung durch die Gletscher einzugehen, da man ohnedieß bei einer strengeren Discussion derselben sich an ganz bestimmte Fälle halten müßte. So viel scheint mir aber sicher aus diesen allgemeinen Betrachtungen hervorzugehen, daß diese Theorie mit ihren Voraussetzungen und Folgerungen sich die größten Schwierigkeiten bereitet und daß sie überdieß durchaus keine Beobachtung anführen kann, welche die Thalbildung durch die Gletscher auch nur wahrscheinlich machte.

Dagegen möchte ich auch nicht ohne Weiteres das entgegengesetzte Extrem, die Meinung Rüttimeyer's als die richtige ansehen. Angesichts der Thatsache, daß die Gletscher bei ihrer Vorwärtsbewegung an ihren Seitenwänden die Felsen abrunden und abschleifen, daß eine ähnliche Einwirkung, wenn sich ein Gletscher zurückzieht, auch auf dem Grunde an seinem Ende klar zu erkennen ist, muß man die Möglichkeit einer wenn auch noch so geringen Vertiefung und Erweiterung seines Bettes zugestehen. Allerdings müßten wir aber den Betrag dieser Thätigkeit einigermaßen schätzen oder bestimmen können und vor Allem nachweisen, daß er auf seinem *ganzen Grunde* eine ähnliche Thätigkeit entfaltete, wenn wir eine Bildung des Thales durch die Gletscher annehmen wollten. So lange das nicht der Fall ist, hat die Behauptung Rüttimeyer's insofern mehr Anspruch auf unsere Glaubwürdigkeit, als sie in keiner Weise den bis jetzt bekannten Thatsachen widerspricht und uns von den großen Schwierigkeiten befreit hält, welche der Hypothese von der Aushöhlung der Thäler durch die Gletscher erwachsen. Den Nutzen wird die letztere jedenfalls haben, daß sie die Aufmerksamkeit auf diesen noch so wenig der Beobachtung unterworfenen Punkt der Gletscherfrage mehr zuwenden kann.

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CLI.

I. *Ueber die Photographie des Diffractionsspectrums und die Bestimmung der Wellenlänge der ultra-violetten Strahlen;*
von Henry Draper, D. M.

Prof. d. analyt. Chemie u. Physiologie an d. Univ. zu New-York.

(Auf Wunsch des Hrn. Verf. übersetzt aus dem *American Journ. of Science and Arts*, Vol. VI, Dec. 1873.)

Zur Darstellung von Spectris giebt es bekanntlich zwei Wege; die Wirkung eines Prismas und die eines Systems von dicht zusammenstehenden Linien. Im letzteren Fall nennt man gewöhnlich die Vorrichtung ein Gitter, und das Spectrum ein Interferenz- oder Diffractions-Spectrum. Ein flüchtiger Blick auf die nach beiden Methoden erzeugten Spectra zeigt, daß sie sehr verschieden sind, und eine nähere Untersuchung lehrt, daß das Diffractions-Spectrum zu wissenschaftlichen Zwecken bei weitem den Vorzug verdient. Aus diesem Grunde schien es wünschenswerth eine zuverlässige Abbildung derjenigen Theile des Sonnen-Diffractionsspectrums, die auf Collodium photographirt werden können, zu verfertigen und eine Scale hinzuzufügen, um daran die Wellenlängen der Strahlen abzulesen.

Die dieser Abhandlung beigelegte Abbildung (Taf. V¹) ist von mir selbst von einer Collodium-Photographie auf eine dicke Glasplatte übertragen, nach dem bekannten Proceß des Alberttys. Den guten Erfolg dieser Ueber-

1) Die Abdrücke dieser Tafel sind mir gütigst vom Hrn. Verf. übersandt worden.

tragung verdanke ich meinem Freunde, Hrn. E. Bierstadt, dem Eigner des Patents für Amerika. Das Glas wird dann in derselben Weise abgedruckt, wie ein lithographischer Stein. Das Spectrum ist durchaus nicht re-touchirt. Es ist also das Werk der Sonne selbst, weder von der Hand gemacht noch verbessert.

Die Abbildung besteht aus zwei Theilen. Der erste oder obere giebt alle Linien des Spectrums von nahe G bis O , oder von der Wellenlänge 4350 bis zu der 3440 Zehnmilliontel eines Millimeters. Darüber befindet sich eine Scale, eine Copie der Ångström'schen, von oben unter G nach H_2 , mit gleich großen Abtheilungen fortgeführt von H_2 nach O . Der zweite oder untere Theil ist ein vergrößertes Stück desselben Negativs, der H_1 und H_2 ungefähr in der Mitte hat und sich von der Wellenlänge 4205 bis zu der 3736 erstreckt.

Daraus folgt, daß die Linien des Sonnenspectrums ihren relativen Lagen nach richtig dargestellt sind. Die einzigen Fehler wären die, welche aus einer schlechten Adjustirung der Scale hätten entspringen können. Die-Vorsichtsmaafsregeln, um sie zu vermeiden, sollen weiterhin beschrieben werden. Mit einer gewissen Berichtigung, die hernach angegeben wird, kann behauptet werden, daß auch die relativen Schatten und Lichter beibehalten sind.

Der Werth einer solchen Abbildung beruht darauf, daß sie nicht nur Theile des Spectrums darstellt, die mit dem Auge schwierig wahrgenommen werden (obwohl sie nach den Methoden von Stokes und Sekulic sichtbar seyn mögen), sondern auch, daß selbst in den sichtbaren Gegenden von denjenigen Portionen, die photographirt werden können, eine weit genauere Zeichnung erhalten wird. In der schönsten, mit der Hand gemachten Zeichnung, z. B. in dem berühmten „*Spectre normal du Soleil*“ von Ångström, ist die relative Helligkeit und Dunkelheit der Linien nur theilweise vom Künstler dargestellt worden und es ist die anstrengendste und mühsamste Reihe von Beobachtungen und Berechnungen seitens des Physikers

nothwendig, um nur angenähert der richtigen Lage der Unzahl von Fraunhofer'schen Linien sicher zu seyn. Zwischen den Wellenlängen 3925 und 4205 zeigt Ångström 118 Linien, während mein ursprüngliches Negativ wenigstens 293 hat.

Aus solchen Gründen sind schon viele Versuche gemacht, gute Photographien vom Diffractions-Spectrum zu erhalten. Den ersten machte mein Vater J. W. Draper; seine Resultate sind 1843 gedruckt in dem Werke: „*On the Forces which produce the Organization of Plants*“. Diese Abhandlung war begleitet von Abbildungen, die von seinen Daguerreotypen abgenommen wurden, und er gebrauchte die Wellenlängen zuerst als die geeignetsten Indices zur Bezeichnung der Fraunhofer'schen Linien.

Seit der Zeit sind die wichtigsten Versuche in dieser Beziehung von Mascart und Cornu gemacht. Diese ausgezeichneten Physiker haben sich jedoch darauf beschränkt, Stücke vom Spectrum in kleinem Maassstabe aufzunehmen und davon hernach vergrößerte Zeichnungen zu machen. Diefß veranlaßt Mängel in der Zeichnung, Schwierigkeiten im Copiren von Licht und Schatten und Auslassung von feinen Linien.

Bei meinen Photographien habe ich gesucht, eine so große Portion aufzunehmen als ich auf einmal konnte, und in einem möglichst großen Maassstabe. Gewöhnlich erhielt ich Bilder von unterhalb *G* (Wellenlänge 4307) bis über *O* (Wellenlänge 3440) von etwa 12 Zoll (0,305 Meter) Länge. Es sind mir jedoch auch Photographien gelungen von nahe *b* (Wellenlänge 5167) bis *T* (Wellenlänge 3032), indem ich einen rotirenden ebenen Spiegel und einen concaven Spiegel anwandte, allein die photographischen und optischen Schwierigkeiten, sich ein vergrößertes Spectrum von dieser Länge zu verschaffen, sind groß¹⁾.

- 1) Seit ich Obiges geschrieben, ist es mir gelungen die Linien des sichtbaren Spectrums von *b* unterwärts zu photographiren, und die Abbildung umfaßt nicht nur die *E*, *D*, *C*, *B*, *a* und *A* einschließenden

Wesentlich für solche Untersuchung ist eine fein und gleichförmig liniirte Platte von Glas oder anderem Material. Die von mir benutzte ist gemacht mittelst einer Maschine, die Hr. L. M. Rutherford erfunden und construiert hat, dessen schöne Photographien des Mondes und des prismatischen Spectrums der wissenschaftlichen Welt wohl bekannt sind. Die gewöhnlich von mir angewandte Platte ist von Glas und hat 6481 Linien auf dem Zoll; der liniirte Theil ist 1,08 Zoll (0,027 Meter) lang und 0,64 Zoll (0,016 Meter) breit. Sie ist unzweifelhaft viel vollkommener als ähnliche von Nobert und Anderen verfertigte Gitter, denn der Charakter der Photographien und die Gleichförmigkeit der Ordnungen an beiden Seiten der Normale, verbunden mit dem Verhalten bei einer genauen Untersuchung, zeigt, daß sie wenig zu wünschen übrig läßt. Da sie auf Glas ist und ein helles durchgelassenes, Spectrum liefert, so habe ich den übrigen Theil des optischen Apparates von achromatisirtem Glas verfertigt, nach dem von J. W. Draper im Jahre 1843 benutzten Plan, ausgenommen, daß ich die Liniirung nicht versilberte und das gebrochene, und nicht das reflectirte Bündel gebrauchte. Der Schlitz ist 0,8 Zoll (0,02 Meter) lang und 0,009 Zoll (0,00023 Meter) breit. Die Schieber sind von Stahl und haben nicht nur eine Mikrometerschraube, um sie zu trennen, sondern auch eine um sie unter einen Winkel zu stellen. Manchmal habe ich auch Photographien gemacht mit Schlitten, die oben $\frac{1}{50}$ Zoll (0,00028 Meter) und unten $\frac{1}{150}$ Zoll (0,00019 Meter) breit waren, um so an den beiden Rändern des Spectrums verschiedene Intensitäten zu erhalten.

Die meisten Photographien sind mit dem Spectrum dritter Ordnung gemacht, welches gewisse einleuchtende Vorzüge besitzt. Zunächst ist es so ausgedehnt, daß es ein langes Bild giebt, welches noch nicht so schwach ist,

Regionen, sondern auch die ultra-rothen Strahlen. Die 1843 von meinem Vater entdeckten großen Gruppen α , β , γ , unterhalb A , sind deutlich dargestellt.

um nicht nach einer gehörigen Belichtung copirt zu werden, und zweitens wird es von dem Spectrum zweiter Ordnung in solcher Weise übergriffen, daß D beinahe auf H fällt und b auf O . Diese Coincidenzen sind anwendbar zur Bestimmung der wahren Wellenlängen aller Strahlen.

Der einzige Punkt von speciellem Interesse für den photographischen Theil der Operation besteht darin, die ungleiche Wirkung der verschiedenen Strahlen des Spectrums auf die empfindliche Platte zu vermeiden. Bis zu den neueren Abhandlungen des Hrn. J. W. Draper ist gewöhnlich vorausgesetzt worden, daß in dem Spectrum in drei einander übergreifenden Regionen drei verschiedene Typen von Kräften vorhanden seyen. Wärme sollte hauptsächlich an dem wenigst brechbaren Ende gefunden werden, Licht in der Mitte, und Aktinismus an dem brechbarsten Ende. Allein er zeigte, daß dieß ein Irrthum ist, entstanden zum Theil aus dem Gebrauche prismatischer Spectren, welche das rothe Ende verdichten und das violette verlängern, und die Strahlen nicht in der wahren Ordnung ihrer Wellenlängen darstellen, zum Theile aus der Natur der für gewöhnlich angewandten photographischen Substanzen. Er zeigte, daß der Aktinismus oder die Kraft der chemischen Zersetzung nicht ausschließlich dem violetten Ende des Spectrums angehört, sondern in der ganzen Ausdehnung desselben anzutreffen ist. Allein Brom- und Jodsilber, zur Collodium-Photographie benutzt, werden von Vibrationen gewisser Längen und Perioden leichter als von anderen zersetzt und daher ist die überschüssige Wirkung, welche man am violetten Ende gewahrt, eine Function gewisser Silberverbindungen und nicht die des Spectrums. Andere Substanzen, wie Kohlensäure, zeigen das Maximum anderswo, z. B. in der gelben Region. Das Sonnenbündel ist also nicht aus drei Kräften Wärme, Licht und Aktinismus zusammengesetzt, sondern es ist eine Reihe von Aetherschwingungen, die zu der einen oder anderen dieser Kraft-Aeußerungen, je nach der Fläche, auf welche sie fallen, Anlaß giebt.

Um diese überschüssige Wirkung in gewissen Theilen des Spectrums zu verhüten, brachte ich in der Nähe der empfindlichen Platte ein System von Diaphragmen an und entfernte es nach geeigneten Zeiten während der Belichtung. Die Region zwischen den Wellenlängen 4000 bis 4350 erforderte nur ein Zehntel der Zeit, welche die zwischen 3440 und 3510 verlangte. In dem Negativ, welches die beifolgende Tafel V erzeugte, ist die Linie *O* 15 Minuten und die Linie *G* 2,5 Minuten belichtet, und die erstere ist es zu kurze Zeit. Diese Belichtungen scheinen auf den ersten Blick ungewöhnlich lang für eine feuchte Collodiumfläche, allein man muß bedenken, daß der angewandte Schlitz nur 0,009 Zoll breit war, und daß das Diffractions-Gitter diesen dünnen Lichtstreif zu einem fast vollständigen Kreis von Spectren um sich selbst zertheilte. Ein Bündel von 0,009 Zoll (0,00023 Meter) ist in diesem Falle zu einem Schweif von 78 Fuß (23,77 Meter) Länge ausgebreitet.

Nach der Erzeugung von Spectren, die von einem Ende zum anderen im Focus waren, wurde es zunächst nöthig, ihnen eine Scale beizufügen, an welchen die Wellenlängen abgelesen werden konnten. Zuerst versuchte ich dies durch Reduction der Ångström'schen Karten zu erreichen; allein der Versuch erwies sich schwierig und erfolglos, weil, obgleich die ursprüngliche Zeichnung auf dem Stein ohne Zweifel genau war, doch der Abdruck auf Papier, den ich besaß, sich beim Drucken ungleichmäßig gestreckt hatte, und daher konnte bei Anwendung einer photographischen Reduction auf meine Spectra eine Coincidenz nicht erreicht werden. Da indeß eine Scale für diese Diffractionsspectra von erster Wichtigkeit ist, um den in dieser Abhandlung angeführten Wellenlängen Werth und Genauigkeit zu verleihen, so will ich das von mir angewandte Verfahren, die Photographie mit einer Scale zu versehen, ausführlich beschreiben.

Die Wellenlängen der ultra-violetten Strahlen sind, meines Wissens, nur von J. W. Draper im Jahre 1844, von

Mascart im Jahre 1866 und von Cornu im Jahre 1872 bestimmt und veröffentlicht worden. J. W. Draper's Abhandlung hat einen Stahlstich von einigen der hauptsächlichsten Linien, aus welchem die Wellenlängen angenähert abgelesen werden können.

Die große Karte, welche Hr. Mascart's lange und werthvolle Abhandlung begleitet, zeigt das prismatische Spectrum; allein zusätzlich giebt er folgende Tafel von Wellenlängen

<i>L</i>	3819,0
<i>M</i>	3728,8
<i>N</i>	3580,2
<i>O</i>	3440,1
<i>P</i>	3360,2
<i>Q</i>	3285,6
<i>R</i>	3177,5.

Diese Zahlen stimmen nicht, wie man weiterhin sehen wird, in allen Fällen mit meiner Photographie überein.

Das Detail der Cornu'schen Resultate ist in einer mir zugekommenen Publication noch nicht erschienen.

Als Basis habe ich die von Ångström für die Strahlen *D*, *b*, und *G* gegebenen Zahlen benutzt, und wenn in seinen Bestimmungen irgend ein kleiner Fehler enthalten seyn sollte, so würde meine Scale eine entsprechende Berichtigung erfordern, die indess leicht anzubringen ist. Auf den ersten Blick scheint es besser, *G* und *H* als feste Punkte zu nehmen, allein die Linie *H* ist so breit, und besteht aus so vielen Linien, daß ihre Lage unsicher ist, und da sie überdiess im Ångström'schen Apparat an der Gränze der Sichtbarkeit liegt, so war sie Fehlern der Messung mehr ausgesetzt. Diese Gründe veranlaßten mich das Factum zu benutzen: daß das zweite Spectrum das dritte übergreift, daß der Strahl *D* des zweiten nahe bei *H* des dritten liegt, und *b* des zweiten nahe bei *O* des dritten. Klar ist, daß wir hierdurch die Mittel haben, die Wellenlängen dreier Punkte an den beiden Enden und in der Mitte meiner Photographie zu bestimmen. Da die Strah-

len D und b nicht vermögen sich durch eine längere Belichtung, als zu geben zweckmässig ist, auf dem Collodium einzuprägen und da bei meinem Verfahren die ultra-violetten Strahlen nicht gleichzeitig mit ihnen sichtbar sind, so war es nöthig, folgenden Weg einzuschlagen. Dicht vor der empfindlichen Platte brachte ich zwei feine Stahlspitzen an, die eine sorgfältig eingestellt auf D_2 der zweiten Ordnung und die andere auf b_4 derselben Ordnung. Wenn also die Collodiumzeichnung nach einer hinreichenden Belichtung mit dem ultra-violetten Spectrum dritter Ordnung entwickelt wurde, zeigte sie zwei scharf begränzte Bilder der Stahlspitzen auf dem Spectrum superponirt. Die Spitze, welche mit D_2 zweiter Ordnung coïncidirte, hatte ihren Schatten auf H_2 dritter Ordnung geworfen, und die Spitze bei b_4 zweiter Ordnung hatte sich nahe bei O dritter Ordnung imprägnirt.

Durch eine einfache Rechnung ergab sich dann, daß ein gegebener Strahl in der zusammengesetzten Linie H_2 eine Wellenlänge von 3930,1 Zehntelmilliontheilen eines Millimeters hatte und die andere Linie bei O eine von 3444,6. Durch einen Blick auf die Photographie wird der Leser sehen, daß 3930 auf eine feine Abtheilung in H_2 fällt, welche sich in beiden Spectren, dem mit der Scale und der darunter befindlichen Vergrößerung, zeigt. Natürlich hat der Strahl G der dritten Ordnung, dessen Wellenlänge bekannt ist, sich selbst photographisch auf das Collodium eingeprägt.

Nachdem ich so die Wellenlänge für drei feste Punkte der Photographie ermittelt hatte, war der nächste Schritt der, eine Scale anzulegen, welche einzelne Zehnmilliontel-Millimeter und wo möglich Bruchtheile derselben abzulesen erlaubten. Nach manchen vergeblichen Versuchen, den auf Ångström's Karte zwischen G und H liegenden Theil zu benutzen und ihm eine Länge, die bis zum Ende der ultra-violetten Region reichte, hinzuzufügen, wurde ich veranlaßt, zu einer linearen Theilmaschine zu greifen und eine Scale zu zeichnen, die ungefähr doppelt so groß

war, wie die Länge der photographischen Reduction auf der Taf. V. Natürlich erforderte dies eine Handzeichnung derselben Liniensysteme und Buchstaben, wie sie Ångström's Karte zeigt, und dies führte ich so sorgfältig und gewissenhaft aus, wie ich konnte.

Es blieb nur noch übrig, diese getheilte Scale auf die richtige, zum photographischen Spectrum passende Gröfse zu reduciren, was nach manchen Versuchen gelang.

Es ist hier der Ort, eine Bemerkung über meine Scale zu machen und einen kleinen Fehler zu bezeichnen, welcher herrührt von einer unrichtigen Bestimmung der von mir als feste Punkte benutzten Wellenlängen. Als ich in der Photographie den Abstand zwischen G (Wellenlänge 4307) und der festen Linie 3930 in H_2 nahm, denselben in 377 Theile theilte, und diese Theilung gegen O hin verlängerte, fand sich, daß der dritte feste Punkt nicht erreicht ward, sondern ein Fehler von etwa zwei Abtheilungen vorhanden war. Allein wenn die Lage von D_2 bei Ångström's Bestimmungen um Ein Zehnmilliontel-Millimeter unrichtig seyn sollte, oder dieser kleine Fehler theils von D_2 und theils von G abzuleiten wäre, so würde meine Scale richtig seyn. Fernere Messungen der Wellenlänge dieser Strahlen und von b_4 können allein diesen delicaten Punkt entscheiden, denn die Bestimmungen von Mascart, von Ångström und Thalén weichen um die oben erwähnte Gröfse von einander ab. Dasselbe gilt, wenn man Ångström mit Ditscheiner vergleicht, während der Unterschied zwischen Ångström und Van der Willigen mehr als drei Mal so groß ist als zur Entfernung meiner Abweichung nöthig wäre. Jedenfalls ist die Photographie richtig, da sie ein Werk der Sonne ist, und sie unterliegt nur den Fehlern, die aus mangelnder Flachheit des Feldes einer feinen Linse entspringen und daraus, daß dies Feld nur einen Winkel von etwa 4° bespannt. Die angulare Apertur der Linse, gesehen von der empfindlichen Platte aus, ist 20 Minuten. Ich glaube daher, daß die Photographie von bleibendem Nutzen für die Physiker seyn wird, denn

Jeder kann daran eine andere Scale heften, wenn die meininge etwas fehlerhaft seyn sollte.

Eine Untersuchung des photographischen Spectrums zeigt viele interessante Punkte, von denen einige am besten in dem oberen mit Scale versehenen Bilde, andere in dem unteren vergrößerten Theil zu sehen sind. Der letztere ist ungefähr zwei Mal vergrößert und umfaßt die Wellenlängen von 3736 bis 4205. Ich habe auch Photographien in dem Maassstabe der Ångström'schen Karte gemacht, sie aber noch nicht gedruckt. Die großen Buchstaben neben der Gegend über *H* entsprechen der Nomenclatur von Mascart, obgleich die von ihm diesen Buchstaben beigelegten Wellenlängen nicht in allen Fällen genau zusammenfallen mit den Linien meiner Photographie. So z. B. ist die Linie *L*, welche er als einfach betrachtet, in Wahrheit dreifach und entspricht nicht 3819, sondern 3821; *M* ist richtig mit 3728 bezeichnet, ist aber doppelt; *N* liegt in Wirklichkeit bei 3583, nicht bei 3580. Man hat gerathen, zu der alten Nomenclatur von Becquerel und J. W. Draper, welche diese Linien gleichzeitig in den Jahren 1842 — 43 entdeckten, zurückzukehren; allein die Bezeichnung durch Wellenlängen macht wirklich die Buchstaben unnöthig.

Das Spectrum über *H*, verglichen mit der Region von *G* zu *H*, ist bezeichnet durch das Daseyn einer groben Gruppe von Linien, und am sichtbarsten sind die zwischen 3820 — 3860, 3705 — 3760, 3620 — 3650, 3568 — 3590, 3490 — 3530. Die erste dieser Gruppen zeigt sich auffallend in der vergrößerten Photographie. Ich bin für jetzt nicht im Stande, eine Meinung hinsichtlich der diese Gruppen erzeugenden chemischen Elemente auszusprechen, denn fast alle Photographien der ultra-violetten Spectra metallischer Dämpfe, welche ich bis jetzt gemacht habe, wurden mit Quarzlinsen dargestellt, und sind noch nicht auf Wellenlängen reducirt. Auch ist dieß ein besonderes Feld der Untersuchung, welches in einem Aufsatz von

dieser Länge nicht behandelt werden kann. Ich habe auch versucht, die in den *Transactions of the Royal Society* für 1862 von dem verstorbenen Professor W. A. Miller veröffentlichten photographischen Spectra zu benutzen; allein aus verschiedenen Gründen, wahrscheinlich wegen unzulänglicher Intensität des verdichteten Inductionsfunken, zeigen seine Bilder nicht alle Eigenthümlichkeiten der verschiedenen Metalle in der auffallenden Weise, wie sie sowohl nothwendig als erreichbar ist. Die von mir gemachten Diffractionsspectra metallischer Dämpfe sind noch nicht zum Gebrauche fertig.

Wahrscheinlich ist: daß jede dieser Gruppen von verschiedenen Elementen herrührt, wie man es deutlich an der Gruppe *H* ersieht. Diese zusammengesetzte Linie, von der man gewöhnlich angiebt, sie rühre von Calcium, Eisen und Aluminium her, ist in Wirklichkeit viel complicirter, da man in dem originalen Negativ mit Leichtigkeit mehr als funfzig Linien zählt, von denen die Copie auf Papier (Taf. V) bei sorgfältiger Betrachtung einen großen Theil zeigt. Diese Beobachtung führt uns zu einer allgemeineren Behauptung: *Die genaue Zusammensetzung selbst eines Theils des Spectrums eines Metalls werden wir nicht eher kennen lernen als bis wir Photographien in großem Maaßstabe besitzen.* Die Coïncidenzen, welche so vollständig von Hrn. Huggins untersucht sind (*Phil. Transact.* 1863), werden nur verschwinden, wenn wir, außer der Lage einer Linie, eine klare Idee von ihrer Beschaffenheit (*size*), Stärke und dem Grade ihrer Schärfe oder Nebelhaftigkeit haben. Das Auge ist nicht im Stande, alle die feinen Linien zu sehen, oder, selbst wenn es wäre, vermag der Beobachter nicht, sie mit Genauigkeit in ihrer relativen Stärke und Breite zu zeichnen. In Ångström's mit Recht berühmter Karte z. B., von welcher der Theil *G — H* auf Taf. V copirt ist, auf dessen Zeichnung er die größte Mühe verwandt hat, sind doch manche Regionen bis zu einem gewissen Grade mangelhaft. Die Region von 4101 bis

4118 ist ohne Linien, während auf der vergrößerten Photographie deren siebenzehn mit Leichtigkeit gezählt werden können und das ursprüngliche Negativ deren noch mehr zeigt. Der Leser begreift natürlich, daß ein Abdruck des Collodium-Bildes auf Papier niemals so gut ist, wie das Original; Rauheit des Papiers, mangelhafter Contact bei der Uebertragung usw. sind Schuld daran. Ueberdies hängt der Proceß des Alberttyps von einer der bichromsauren Gelatine gegebenen feinen Granulation ab und dieß verbietet die Anwendung eines Vergrößerers auf die papiernen Abdrücke. Es ist jedoch nur gerecht, Hrn. Bierstadt zu bezeugen, daß ich ohne seinen persönlichen Beistand niemals solche scharfen und feinkörnigen Abdrücke erhalten haben würde und daß kein anderer mir bekannter Druckproceß überhaupt dieses geleistet haben würde. Als Beispiel der Schwierigkeit, die relative Intensität der Linien wiederzugeben, will ich erwähnen, daß 3998, welches in Ångström's Karte als von gleicher Intensität mit 4004 angegeben ist, in Wahrheit viel schwächer ist, und überdies nicht einfach, sondern dreifach, wie aus dem vergrößerten Spectrum zu ersehen ist.

Vergleichen wir indess Ångström's Karte mit der Photographie, so ist, wie vorhin erwähnt, schon eine kritische Untersuchung nöthig, um Fehler darin zu entdecken, und wir haben darin einen schlagenden Beweis von der erstaunlichen Genauigkeit des schwedischen Physikers.

Beim Vergleiche von Mascart's vortrefflicher Karte des prismatischen Spectrums mit der Photographie tritt ebenfalls die Schwierigkeit, alle die feinen Linien wiederzugeben, hervor. In der Gruppe *L* zeigt er zwölf Linien, während man selbst auf dem Alberttyp meiner Photographie fünfundzwanzig zählen kann, und auf dem Original-Negativ noch mehr. Von *H* bis *L* zeigt er siebenzig Linien, wogegen auf meiner Platte 138 gezählt werden können, außer vielen unaufgelösten Streifen.

Im ersten Theile dieser Abhandlung wurde gesagt,

daß die relativen Intensitäten der Linien des Spectrums richtig dargestellt würden, wenn man eine gewisse Vorkehrung träge. Wenn eine ungeschützte Collodiumplatte dem Bilde des Spectrums ausgesetzt wird, so erzeugt sich auf derselben eine sehr dichte Wolke (*stain*) von *G* bis *H*, schwächer oberhalb *H*, und noch schwächer unterhalb *G*. Allein diese Wolke repräsentirt nicht die aktinische Kraft, sondern ist nur das Resultat der Zersetzbarkeit eines Gemisches von Jod- und Bromsilber. Aus diesem Grunde habe ich die Idee von J. W. Draper aufgegriffen, daß jene Kraft gleichmäßig im ganzen Spectrum vertheilt sey, und habe versucht, eine Photographie von überall gleicher Intensität darzustellen. Diefes gelang, wie zuvor erwähnt, durch geeignete Diaphragmen. Ob indeß diese Ansicht richtig sey oder nicht: Linien, die nicht weit von einander standen, wurden virtuell dargestellt, ohne irgend eine Störung durch Diaphragmen, und sie mußten sowohl an Schatten als Licht correct seyn.

Außer den oben erwähnten Punkten giebt die Photographie noch zu manchen theoretischen Betrachtungen Anlaß, in die näher einzugehen für jetzt nicht passend erscheint. Hieher gehört die Möglichkeit einer Schätzung der Sonnentemperatur durch Interpretirung der scheinbaren Streifen, wie die bei *G* und *H* mittelst Lockyer's Untersuchung über die Temperatur der Dissociation von Verbindungen. Keiner hat bisher ermittelt, ob in dem Sonnenspectrum unauflösliche Streifen vorhanden seyen oder nicht. Sind sie vorhanden, so bleibt noch zu bestimmen, welchen Verbindungen sie angehören und welche Temperatur ihre Dissociation erfordert.

Es scheint auch möglich zu seyn, zu ermitteln, ob, wie Zöllner behauptet, die Sonne von einer flüssigen Hülle umgeben ist, und zwar durch Aufsuchung mehrerer diffuser Streifen in ihrem photographischen Spectrum.

In der Hoffnung, daß diese Photographie sich werthvoll erweise für fernere Untersuchungen der Sonne und

der elementaren Körper, habe ich eine Anzahl Copien besonders abziehen lassen und biete sie mit Vergnügen denen an, die Gebrauch von derselben machen können ¹⁾.

II. Ueber die Leitungsfähigkeit des Quecksilberdampfes für galvanische Ströme; von Hermann Herwig.

§. 1.

Gasförmige Körper sind als Stromleiter nur gekannt in Verbindung mit einer Flamme oder höchstens, wenn man die Versuche von E. Becquerel ²⁾ als einwurfsfrei ansieht, überhaupt bei Temperaturen, welche in der Flamme vorkommen, d. h. nicht unterhalb der Rothglühhitze. Nun weiß man aber, wie sehr die Leitungsfähigkeit der Flamme wächst, wenn in dieselbe die Dämpfe von Metallen gebracht werden ³⁾. Demnach liegt die Frage nahe, wie sich eine ausschließlich von solchen Dämpfen gebildete Gasschicht verhalten würde, ob dort nicht bereits in tieferen Tempe-

- 1) So dankenswerth dieß gütige Anerbieten sicher ist, besonders für diejenigen Physiker, die zur Anstellung spectralanalytischer Untersuchungen keine Gelegenheit haben, so kann ich mich doch, nach des Hrn. Verf. eigenen Angaben, nicht der Bemerkung enthalten, daß man künftig zu allen streng wissenschaftlichen Untersuchungen die auf Papier übertragenen Photographien verwerfen und nur die ursprünglichen negativen Originale benutzen wird, da sie offenbar vollkommener sind als alle Copien.

Kommt der projectirte Bau einer Sternwarte auf den *Rocky Mountains*, in 7 bis 8000 Fuß Meereshöhe, zu Stande, so wird es gewiß eine lohnende Aufgabe seyn, dort, wo die Wirkung der Atmosphäre größtentheils ausgeschieden ist, das Spectrum der Sonne und der Sterne einer fleißigen Untersuchung zu unterziehen. P.

- 2) *Compt. Rend. T. XXXVII, p. 20.*

- 3) Man sehe Hittorf in diesen *Annal.* Bd. 136, S. 229.

turen eine Stromesleitung wahrzunehmen sey. Und in dieser Richtung bieten die Dämpfe des Quecksilbers ein äußerst bequemes Beobachtungsobject dar. Das Quecksilber besitzt, wenn man auch nur die größeren Siededrucke von etwa 200^{mm} an berücksichtigt, Siedetemperaturen, welche nach Regnault etwa bis zu 290° Celsius heruntergehen. Man kann also durch einfaches Sieden des Quecksilbers hinreichend dichte Dämpfe herstellen, deren Temperatur mehrere hundert Grade unter der Glühhitze liegt.

Die mit solchen Dämpfen gewonnenen Resultate, woraus eine relativ bedeutende Leitungsfähigkeit derselben hervorgeht, sollen im Folgenden mitgetheilt werden.

Es ist allgemein bekannt und durch Regnault's Spannungsmessungen ¹⁾ am eclatantesten zum Ausdruck gekommen, wie unregelmäßig das Quecksilber siedet. Wenn man deshalb in gewöhnlicher Weise unter Gegenwart einer Druck ausübenden Luftmenge an ein Siedegefäß mit Quecksilber den einen Pol einer galvanischen Batterie bringen und in einiger Entfernung von der Oberfläche etwa einen zur Batterie zurückführenden Platindraht aufstellen wollte, so würde man im Allgemeinen keine Resultate erzielen. Denn der Draht müßte, um nicht von der stoßweise siedenden Flüssigkeitsmasse gelegentlich direct getroffen zu werden, in solcher Entfernung angebracht seyn, daß wohl nur selten eine gehörige Dampfmenge anhaltend bis zu ihm hin vorhanden wäre.

Ich traf daher folgende einfache Vorrichtung. Mit trockenem Quecksilber gefüllte Röhren von meistens 4^{mm} lichtigem Durchmesser wurden auf eine längere Strecke horizontal geführt. Das eine Ende des horizontalen Theiles der Röhren war geschlossen und enthielt einen Platindraht eingeschmolzen. Das andere Ende setzte sich vertical aufwärts oder abwärts fort und gestattete so durch die Quecksilberfüllung selbst einen beliebigen Druck im horizontalen Theile herzustellen. Etwa in der Mitte des horizontalen

1) *Mém. de l'Acad. T. XXVI, p. 506.*

Theiles sollte dann eine kleine Partie Quecksilber zum Sieden gebracht und dadurch eine Dampfschicht zwischen zwei Quecksilberflächen hergestellt werden. Dazu wurde ein 1 bis 2 Centimeter langes Stück der Röhre durch zwei seitliche etwas weitere Oeffnungen eines kegelförmigen Blechgefäßes hindurchgeführt, welche ein wenig unterhalb der Kegelspitze angebracht waren. Unter das lang ausgedehnte Blechgefäß wurde eine Bunsen'sche Gaslampe gestellt, deren Flamme mit ihrer Spitze noch weit von der Röhre entfernt war, aber doch bequem dieselbe bis zu 400° C. hin erhitzen konnte.

Um nach diesem Verfahren eine möglichst constant bleibende Dampfschicht zu erzielen, können noch besondere Vorkehrungen zu Hülfe genommen werden. Einmal ist eine absolute Befreiung des siedenden Quecksilbers von Luft häufig hinderlich für ein regelmäßiges Sieden. Ich kochte deshalb die gefüllten Röhren in vielen Fällen nur 2 bis 3 mal vor dem Gebrauche schnell aus. Dadurch wird in Röhren von der angegebenen Weite noch nicht jede Spur von absorbirter Luft beseitigt, es bleibt vielmehr eine minimale Menge noch haften, die allerdings meistens nicht groß genug war, um beim Erkalten eine sichtbare Luftblase zurückzulassen. Wenn aber selbst das letztere in einigen Fällen eintrat, so wurden die Resultate durchaus nicht dadurch geändert. Die Gegenwart einer kleinen Luftmenge, welche ein regelmäßigeres Sieden bewirkt und das Zusammenklatschen der siedenden Quecksilberkuppen mehr verhindert, ist danach für die Beobachtungen nicht störend und kommt es sogar auf die Größe derselben nicht an, falls nicht zu viel Luft zugelassen wird. Eine zu große Luftblase dagegen kann störend werden, wenn die Temperatur im Apparate sinkt und dann durch die Luft die nicht eigentlich mehr siedenden Quecksilberflächen noch eine kurze Zeit auseinandergehalten werden.

Weiterhin brachte ich aber noch in den verticalen Röhrentheilen Verengungen an, indem ich den dort hineingesteckten mit der Batterie verbundenen Eisendraht

theilweise mit dünnen Glasröhrchen umgab. Man legt so der vorzugsweise beweglichen Quecksilberhälfte der Röhre Reibungshindernisse in den Weg, und kann es durch richtige Wahl derselben dahin bringen, daß die Quecksilberkuppen trotz fortwährenden Siedens eine ziemlich constante Distanz behalten und vor allem nicht hin und wieder zusammenschlagen.

Für die Stromesbeobachtungen müßte bei diesen Versuchen, wo es sich sicher um sehr große Widerstände handelt, ein Galvanometer mit möglichst vielen Umwindungen gebraucht werden. Ein solches stand mir aber nur als Spiegelgalvanometer zur Disposition und davon konnte kein Gebrauch gemacht werden. Denn die Aufmerksamkeit des Beobachters ist hier wenigstens eben so sehr von den siedenden Quecksilberkuppen, als von dem Galvanometer in Anspruch genommen und mußte deshalb ein leichter ablesbares Galvanometer gewählt werden. Es blieb mir also nichts übrig, als ein mit nur etwa 100 Umwindungen versehenes Ruhmkorff'sches Galvanometer für Thermostrome zu benutzen. Der andere wesentliche Factor eines Galvanometers aber, möglichst bewegliche und möglichst astatistische Nadeln, war bei diesem Instrumente in solchem Maasse vorhanden, daß es sich doch als völlig brauchbar erwies. Die Empfindlichkeit der Astasie habe ich übrigens ein paar Mal nach Bedürfnis abgeändert, indem ich durch etwas stärkere Ströme in der einen oder anderen Richtung, die im Uebrigen natürlich dem Instrumente durchaus keinen Schaden thaten, eine geringe permanente magnetische Veränderung der Nadeln hervorrief. Selbstverständlicherweise sind jedoch alle mit einander verglichenen Beobachtungen bei gleicher Empfindlichkeit gemacht und wurde stets das Einhalten der ursprünglichen Ruhelage des Apparates controllirt. Für die verschiedenen Grade der Empfindlichkeit habe ich dann das Galvanometer mehrmals graduirt und zwar unter Beobachtung der ersten Ausschläge, da so auch die Versuche geführt wurden.

Nach den Daten dieser Graduirungen sind die später anzugebenden Stromesstärken zu verstehen.

§. 2.

Glasleitung.

Eine Hauptschwierigkeit bei den Versuchen war von Seiten des Glases zu befürchten, welches bekanntlich in höheren Temperaturen gleichfalls leitend wird und so ebenfalls einen verbindenden Stromesweg zwischen den beiden Quecksilberflächen abgeben konnte. Diesem Punkte habe ich deshalb von Anfang an eine besondere Aufmerksamkeit zugewendet. Um die Gröfse der Glaswirkung auf mein Galvanometer kennen zu lernen, untersuchte ich zunächst in demselben Heizapparate Glasröhren, die innen statt der Quecksilberflächen mit zwischenliegendem Dampf einfach zwei aufgerollte und dem Glase sich möglichst anschmiegende lange Platinbleche durch eine Luftschicht getrennt, enthielten. Die Heizung wurde dabei in vielen Fällen weiter, als bei den eigentlichen Versuchen, getrieben, so daß die Enden der Platindrähte rothglühend wurden und das Glas sich zu erweichen anfang. Das Glas zeigte in dieser Art untersucht allerdings anfangs eine beträchtliche Galvanometerwirkung, dieselbe nahm aber, da das Glas bekanntlich elektrolysiert wird ¹⁾, sehr schnell ab, so daß sie in der Regel nach 4 bis 5 Messungen auf einen Bruchtheil ihres früheren Werthes herabgesunken war. Im Folgenden mögen einige Beispiele hierfür angegeben werden, in denen jedesmal bei Erreichung der ersten vollen Elongation der Strom unterbrochen und die Nadel wieder zur Ruhe kommen gelassen wurde.

Versuch 1.

4 Grove'sche Elemente. Die Ausschläge gingen der Reihe nach bis

26° 13° 8,5° 9° 8°.

1) Siehe Beetz, in diesen Annal. Bd. 92, S. 463.

Versuch 2.

2 Grove'sche Elemente. Erst nach einigem Strom-
durchgehen gemessen und zwar bis zu den Ausschlägen

9° 4° 2° 1° 1° 1°.

Versuch 3.

3 Grove'sche Elemente. Bei diesem Versuche wurde die Erhitzung nicht so weit getrieben, so daß die Platinenden nicht bis zum Rothglühen kamen. Nach einem ersten Ausschlage von 7° wurde der Strom einige Zeit durchgelassen und dann gemessen.

1° 0°.

Versuch 4.

2 Grove'sche Elemente. Bei diesem und dem folgenden Versuche war die Empfindlichkeit des Galvanometers eine viel höhere, als in den vorangehenden Versuchen, so hoch überhaupt, wie sie nur erreicht werden konnte. Die ersten Ausschläge gingen bis

52° 25° 23° u. s. f.

Versuch 5.

2 Grove'sche Elemente. Erster Ausschlag bis 73°. Dann etwa eine Minute lang der Strom noch durchgeschickt. Darauf wieder Messungen mit den ersten Ausschlägen.

12° 10° 9° 8° 6° 6°.

Diese wenigen Beispiele zeigen schon, und zahlreiche andere würden es bestätigen, daß Röhren, die alle aus derselben Quelle gleichzeitig bezogen waren, ganz verschiedene Leitungsfähigkeiten besitzen und ebenso eine verschiedene Abnahme derselben bei wiederholtem Stromdurchgang äußern können. Man wird deshalb bei den eigentlichen Versuchen für jede einzelne Röhre den Einfluß der Glasleitung ermitteln müssen. Uebrigens ist, wenn man die ersten paar Stromesdurchgänge abrechnet, selbst bei den stärksten mitgetheilten Beispielen (denen gegenüber

fast alle nicht mitgetheilten Fälle beträchtlich kleinere Leitungen zeigten) dieser Einfluß nicht sehr groß.

Ich habe in Uebereinstimmung mit einer Anzahl der späteren Versuche noch eine andere Reihe von Proben mit der Glasleitung durchgemacht. Dabei waren die Röhren wie vorhin beschaffen, trugen aber außerdem noch einen äußerlich vielfach herumgewundenen Platindraht, dessen Lage auf jeder Röhre zum Theil dem einen Platinblech, dann aber auch auf eine Strecke von einigen Millimetern der zwischen beiden Blechen im Innern der Röhre vorhandenen Luftschicht entsprach. Dieser Draht konnte mit demselben Galvanometerende verbunden werden, wie das ihm entsprechende Platinblech. Man konnte so abwechselnd dem von dem andern Platinbleche kommenden Strome den Glasweg zu dem äußern Drahte oder zu den ihm gegenüberstehenden inneren Bleche vorschreiben, und beide Wirkungen mit einander vergleichen. Von den so untersuchten Röhren gaben nun alle, mit einer einzigen Ausnahme, abgesehen von den allerersten Stromdurchgängen, nicht mehr die geringsten Leitungen auf dem innern Wege zu erkennen, vielmehr vollzogen sich alle späteren Stromesdurchgänge, so weit das Galvanometer sie anzeigte, nur mehr auf dem nähern und mit größerem Querschnitt behafteten Wege nach außen hin. Der einzige Ausnahmefall bot auch für die innere Leitung einen dauernden Effect von ein paar Graden dar. Man wird demnach mit einem ziemlichen Grade von Sicherheit stets dann bei so eingerichteten Röhren auf das bald eintretende gänzliche Nullwerden der Glasleitung auf dem innern Wege schließen dürfen, wenn auch auf dem Wege nach außen sich nur mehr eine geringe dauernde Wirkung zu erkennen giebt. Und dieses war bei allen Versuchen, welche ich zur Ableitung der Resultate verwerthet habe, der Fall.

Noch eins war rücksichtlich des Glases zu bedenken. Bei den späteren Versuchen war namentlich die nach der offenen Röhrenseite führende Quecksilbermasse mit ihrer Kuppe häufig in einer mehr oder minder lebhaften Bewe-

gung begriffen und wurden deshalb etwas variable Glaslängen von den beiden Quecksilberkuppen eingeschlossen. Es fragte sich, ob hierdurch nicht häufig wechselnde Stellen des Glases als Endpunkte für die Glasleitung ins Spiel traten und vielleicht, als noch nicht elektrolysiert, beträchtliche Verstärkungen der durch das Glas sich bewegenden Stromeszweige bewirken konnten. Ich habe darauf hin eine Reihe von Proben mit Glasröhren vorgenommen, die in obiger Art eingerichtet waren, bei denen ich dann aber fortwährend die inneren Platinbleche in dem Maafse verschob, wie es bei den eigentlichen Versuchen mit den Quecksilberkuppen geschah. Es ergab sich nun hier, dafs, wenn die ersten stark zersetzenden Stromesdurchgänge abgewartet waren, von da an derartige Verchiebungen der Platinbleche nur in sofern kleine Veränderungen der dauernden Glasleitung bedingten, als kleineren Abständen der Platinbleche von einander in der Regel auch etwas kleinere Widerstände entsprachen und dafs die so sich zeigenden Schwankungen etwas stärker auszufallen schienen, wenn man das zum positiven Batteriepol führende Platinblech verschob, als wenn das negative Blech verschoben wurde. Dem entsprechend habe ich in allen späteren Versuchen, wofern nicht für specielle Zwecke direct das Gegentheil erwünscht war, diejenige Quecksilberhälfte, welche in dem geschlossenen Röhrentheile sich befand und folglich eine sehr constant an ihrer Stelle bleibende Kuppe erhielt, mit dem positiven Batteriepole verbunden.

Die mitgetheilten Erfahrungen betreffs der Glasleitung wurden nun bei den eigentlichen Versuchen stets im Auge behalten und mit Rücksicht auf sie wesentlich in zweierlei Art operirt. Einmal wurde in den Heizapparat neben der Hauptröhre noch ein von ihr abgeschnittenes Stück gebracht, welches innen zwei mehrfach aufgerollte Platinbleche trug, die ein Bündel feiner Messingdrähte umschlossen. Durch letzteren Umstand war für ein gehöriges Ausfüllen des Röhrenstückes mit Metall gesorgt, und damit eine ähnliche Erhitzung dieses Stückes, wie der Haupt-

röhre, angestrebt. Es ist indessen zu bemerken, daß immer doch noch in dem Stücke eine lebhaftere Erhitzung des Glases erfolgte, als in der Hauptröhre, und daß das Stück stets zuerst zu erweichen drohte, wenn bei höheren Temperaturen untersucht wurde. Die nach diesem Verfahren gemachten Beurtheilungen des Glaseinflusses übertreffen demnach die Wirklichkeit stets noch um einiges.

Bei einer Reihe anderer Versuche war in der oben angegebenen Art der Hauptröhre einfach noch ein äußerlich herumgewundener Platindraht zugegeben, welcher zu dem einen Galvanometerende geführt werden konnte. Nach dem Gesagten erhielt man auch hierbei die Wirklichkeit übertreffende Angaben für die Glasleitung

Für die eigentlichen Versuche wurde nun, wenn die Heizung eine Zeit lang gedauert hatte und ein regelmäßiger Stand der siedenden Quecksilberkuppen erzielt war, zuerst der durch das Glas führende Stromesweg geschlossen, bis die volle Elongation der Nadel erreicht war und demnächst nach wieder eingetretener Ruhestellung der Nadel der Hauptweg, welcher von der einen Quecksilberkuppe zur andern führte. Die dann jedesmal eintretende Mehrablenkung der Nadel gab so zunächst die Existenz der Dampfleitung zu erkennen. Alsdann wurde eine Zeit lang, meistens etwa 1 oder 2 Minuten, Glas- und Dampfweg zusammen geschlossen, um durch die anhaltende Stromeswirkung die Zersetzung des Glases für beide Wege vorzunehmen. Bei den hiernach erst beginnenden genaueren Versuchen wurde zuvörderst der Glasweg geschlossen und bei erreichter voller Elongation mit dem Dampfwege vertauscht. Die so eintretende weitere Nadelablenkung kam also der Dampfleitung zu. In den Zahlenangaben ist neben den der Glasleitung entsprechenden Stromesintensitäten stets derjenige Werth für die Dampfleitung angegeben worden, den man nach Subtraction der Glasleitung erhält. Für die Ableitung der Resultate habe ich nur die Versuche mit solchen Röhren berücksichtigt, die nur eine unbedeutende restirende Glaswirkung zeigten.

§. 3.

Allmähliche Abschwächung der Dampfleitung.

Das erste nun, was die Versuche zu erkennen geben, ist ein mehr oder minder stark hervortretendes Abnehmen der Dampfleitung, so lange die siedenden Quecksilberkuppen getrennt bleiben. Ein wenn auch nur momentanes Zusammenbringen und gleich darauf an genau der früheren Stelle erfolgtes neues Trennen der Kuppen führt dann in der Regel wieder zu größeren Werthen der Leitung, noch mehr aber thut das ein neues Erhitzen derselben Stelle nach längerem Erkalten. Ich habe lange diese auffallende Erscheinung, wofür übrigens später noch eine weitere Aufklärung beigebracht wird, einem etwa noch nicht genügend berücksichtigten Einflusse der Glasleitung zuzuschreiben versucht. Es ist indessen unmöglich, dort eine Erklärung dafür zu finden. Denn wenn die Glasleitung hier wirken sollte, so könnte man nur denken, daß bei getrennt bleibenden Kuppen stets dieselbe Glasstelle in den Strom hinein käme und immer weiter zersetzt würde, daß dagegen nach einem Zusammenkommen der Kuppen vielleicht eine neue Glasstelle einträte. Nun ist aber die Erscheinung gar nicht dadurch bedingt, daß die Quecksilberkuppen unbeweglich an derselben Stelle bleiben, sondern nur dadurch, daß sie getrennt bleiben. Man vergleiche z. B. folgende Versuchsreihe, der noch viele ähnliche an die Seite gestellt werden könnten.

Versuch 6.

Druck und Batterie für alle Messungen unverändert. Die Glasleitung bleibt fortwährend unbemerktlich für die Messungen.

-Die Dampfleitungen geben	Die Distanz beider Queck-
als erste Ausschläge jedesmal	silberkuppen beträgt
von der Ruhelage aus	

27°

12^{mm}

27

9

25°	15 ^{mm}
23	10
21	6
18	2
17	12
16	8
16	2,5
16	6
16	3,5.

Jetzt Quecksilber zusammen, ein wenig erkaltet und dann neu erhitzt

21°	8 ^{mm}
18	9
16	6.

Wieder erkalten gelassen

25°	10 ^{mm}
19	5
17	8
16	10.

Das Verschieben der Quecksilberkuppen wirkt sogar in der Regel in umgekehrtem Sinne auf die Leitung, als es dem früher Gesagten gemäß für eine Glasleitung erforderlich wäre. Nämlich größere Kuppendifferenz, die durch lebhafteres Sieden hervorgerufen wird und meistens wohl eine etwas höhere Temperatur des Dampfes bedingt, verbessert gewöhnlich die Leitung, statt sie zu verschlechtern, wofür sich manche Beispiele aus meinen Beobachtungen anführen lassen würden.

Uebrigens tritt auch die verstärkte Wirkung nach dem Zusammenkommen der Kuppen auch dann deutlich hervor, wenn dieselben sich nur einen Moment eben berührten und dann ganz genau wieder an ihre alte Stelle traten.

Nach all diesem ist der Gedanke an eine Wirkung des Glases aufzugeben und nur mehr an das Quecksilber zu denken.

Eine mögliche Erklärung wäre nun die, daß die meistens in dem Dampfraume noch vorhandenen Spuren von Luft eine Oxydation der Quecksilberoberflächen bedingt und den Elektrizitätsübergang von denselben so lange erschwert hätten, bis durch eine Mischung der Quecksilbermassen wieder neue frische Kuppen gebildet seyen. Indessen möchte auch diese Erklärung, so geeignet sie auch ist, großentheils die Erscheinungen zu umfassen, vielleicht doch nicht allein ganz ausreichend seyn. Denn einmal zeigte sich zum Theil die Erscheinung auch wohl in Röhren, in denen nach möglichst lange fortgesetztem Auskochen keine erheblichen Luftspuren mehr zu beobachten waren, und nicht ausschließlich in solchen, welche davon eine verhältnißmäßig größere Quantität besaßen. Dann aber auch würde eine solche Oxydation doch wohl schon in Folge der bloßen Erhitzung eintreten können. Von der hier besprochenen Erscheinung läßt sich jedoch zeigen, daß der Stromesdurchgang selbst den bedeutendsten Einfluß auf sie übt. Es mögen dafür ein paar recht auffallende Beispiele gegeben werden.

Versuch 7.

2 Grove'sche Elemente. Die Glasleitung an einem gesonderten Röhrenstücke mit Platinblechen gemessen. Die Angaben sind hier, wo es auf genauere Feststellung der Intensitäten noch nicht ankommt, einfach in Galvanometergraden gemacht.

Erste Ausschläge		Bemerkungen.
Für Glas- leitung	für die Summe von Glas- und Dampfleitung	
1°	63°	
1	18	nachdem zuvor der Strom anhaltend durchgegangen war
1	33	vorher das Quecksilber zusammengekommen

4°	19°	zuvor doppelt so lange stromlose Heizung
4	31	vorher Quecksilber zusammen
4	14	vorher Stromesdurchgang
4	35	vorher Quecksilber zusammen
4	20	vorher doppelt so lange Heizung
4	37	vorher Quecksilber zusammen
4	11	vorher Stromdurchgang.

In den zwischen den einzelnen Messungen verlaufenden Pausen wurde also abwechselnd einmal das Quecksilber momentan zusammengebracht, dann bei getrennt bleibenden Quecksilberkuppen entweder der Strom eine Zeitlang (mit Ausschluss des Galvanometers) geschlossen gehalten oder doppelt so lange bei geöffnetem Strome einfach die Heizung fortgesetzt. Das letztere ergibt entschieden kleinere Abschwächungen der Leitung. Dafs natürlich aber auch dort bedeutende Abschwächungen zu sehen sind, erklärt sich durch den während der jedesmal vorhergehenden Messung geschlossenen Strom.

Dasselbe zeigte sich an dem folgenden ebenso eingerichteten Versuche, der mit 4 Grove'schen Elementen geführt wurde.

Versuch 8.

Erste Ausschläge		Bemerkungen.
für Glas	für Glas und Dampf	
4°	82°	
3	22	vorher anhaltend Strom
2	87	vorher Quecksilber zusammen
2	36	vorher doppelt so lange Heizung
4	57	vorher Quecksilber zusammen
4	30	vorher lange Heizung
3	27	do. do.

Die beiden mitgetheilten Versuchsreihen enthalten übrigens so stark die Erscheinung der Abschwächung überhaupt ausgeprägt, wie es nur nach äußerst langer Benutzung derselben Röhrenstelle und auch dann unter der großen Zahl meiner Versuche nur selten der Fall war.

Es bleibt also vor der Hand nichts übrig, als von der Thatsache einer solchen Abschwächung Notiz zu nehmen, die in den meisten Fällen mehr oder weniger hervortritt und die wesentlich an den Stromesdurchgang durch die Dampfschicht selbst geknüpft zu seyn scheint. Die später mitzutheilenden weiteren Versuche werden übrigens noch einiges Licht auf diesen Gegenstand werfen. Für den Augenblick erfordert derselbe nur, bei der Ableitung der weiteren Resultate sowohl auf die ersten größten Werthe der Leitungen Rücksicht zu nehmen, als auch für den Fall einer eintretenden Abschwächung auf die späteren mehr constant werdenden kleineren Werthe. Am günstigsten werden in der Regel solche Versuchsreihen seyn, bei denen sich gar keine oder nur eine unbedeutende Abschwächung zeigte.

§. 4.

Unabhängigkeit von der Distanz.

Als zweites Ergebniss der Versuche ist zu bemerken, was schon oben beiläufig erwähnt wurde, daß der Widerstand gegen den Strom beim Passiren des Dampfes nicht in der Art, wie bei gewöhnlichen Stromleitern, von der Längsausdehnung der Dampfschicht abhängt. Er ist vielmehr als nicht merklich abhängig von der Distanz der siedenden Quecksilberkuppen gefunden worden. Das hat sich ergeben bis zu Distanzveränderungen von 1 auf 12.

§. 5.

Einfluß der Batterie.

Damit in einem beachtenswerthen inneren Zusammenhange steht das dritte Resultat, welches den Einfluß der GröÙe der Batterie betrifft. Bei einer Batterievermehrung

runge wächst nämlich der durchgehende Strom in weit stärkerem Maasse als die Elementenzahl. Der Widerstand beim Passiren der Dampfschicht ist also geschwächt durch Erhöhung der elektromotorischen Kraft. Es folgen einige Beispiele.

Versuch 9.

Die Glasleitung mittelst eines äusseren Platindrahtes bestimmt. Siededruck 775^{mm} Quecksilberhöhe. Die Stromesintensitäten in einem willkürlichen Maasse angegeben.

Zahl der Grove'schen Elemente	Intensität der		
	Glasleitung	Dampfleitung	
4	3	267	
2	1,5	85	
"	"	91	Mittel 88
"	"	87	
1	0	23	
"	"	21	
"	"	27	
"	"	23	Mittel 22
"	"	23	
"	"	18	
"	"	18	
2	1,5	100	
1	0	33	
"	"	30	Mittel 31
"	"	31	

Versuch 10.

Wie der vorige eingerichtet. Druck 525^{mm}.

Zahl der Elemente	Intensität der		
	Glasleitung	Dampfleitung	
4	0	216	Mittel 205
"	"	195	
2	0	95	
"	"	82	Mittel 88
"	"	87	

Versuch 11.

Wie eben. Druck 785^{mm}.

Zahl der Elemente	Intensität der		
	Glasleitung	Dampfleitung	
4	0	266	Mittel 228
"	"	213	
"	"	222	
"	"	213	
2	0	87	Mittel 89
"	"	91	
4	0	209	
"	"	209	
1	0	18	Mittel 21
"	"	22	
"	"	22	

Versuch 12.

Wie eben. Druck 780^{mm}.

Zahl der Elemente	Intensität der		
	Glasleitung	Dampfleitung	
1	0	27	Mittel 29
"	"	31	
3	0	200	Mittel 204
"	"	209	
1	0	29	

Versuch 13.

Glasleitung an einer gesonderten Röhre mit zwei inneren Platinblechen gemessen. Druck 1290^{mm}. Diese Versuchsreihe zeigte eine sehr starke Abschwächung der Leitung, welche an die Versuche 7 und 8 erinnert. Trotzdem wird man den Einfluß der Batterie deutlich erkennen können.

Zahl der Elemente	Intensität der	
	Glasleitung	Dampfleitung
4	18	247
"	18	105
"	11	100

Zahl der Elemente	Intensität der	
	Glasleitung	Dampfleitung
2	11	9
"	14	7
4	22	71
"	22	67
2	22	9
"	20	7

Jetzt wurde das Quecksilber kurz zusammengelassen,
alsdann

2	18	147
"	22	64
"	22	28
4	18	213
"	18	109
"	18	84
2	18	5
"	14	7
"	9	10
4	9	95
1	9	kaum etwas
4	18	78

Jetzt wieder das Quecksilber zusammen

1	9	23
4	13	320
2	13	18
4	13	77

Es muß nach Mittheilung dieser Versuche übrigens erwähnt werden, daß die verschiedenen Versuchsreihen im Allgemeinen verschiedenen Galvanometerempfindlichkeiten entsprechen und die in den Stromesangaben zu Grunde gelegten Maafseinheiten der Graduierung nicht die-

selben sind. Jede Reihe enthält deshalb nur in sich vergleichbare Zahlen.

§. 6.

Einfluß des Druckes.

Ehe die Konsequenzen, die sich unmittelbar aus den beiden zuletzt besprochenen Versuchsergebnissen ableiten lassen, weiter besprochen werden, möge zuvor, um eine vorläufige Completirung der Resultate zu erreichen, noch ein viertes namhaft gemacht werden, welches sich auf den Einfluß des Druckes, d. h. der Siedetemperatur bezieht. Hierbei hat sich unzweifelhaft herausgestellt, daß bei vermehrtem Druck die Leitung stärker zunimmt, als der Druck. Einige Beispiele werden das zeigen.

Versuch 14.

Glas mit äußerem Platindraht bestimmt. 3 Grove'sche Elemente.

Druck	Intensität der		
	Glasleitung	Dampfleitung	
1425 ^{mm}	35	227	Mittel 209
"	31	225	
"	27	188	
"	4	183	
"	4	221	
"	4	211	
530 ^{mm}	0	62	Mittel 66
"	"	71	
"	"	58	
"	"	71	
"	"	66	
"	"	66	
1400 ^{mm}	0	256	Mittel 247
"	"	248	
"	"	236	
"	"	242	
"	"	242	
"	"	256	

Versuch 15.

Wie eben, aber 2 Grove'sche Elemente.

Druck	Intensität der		
	Glasleitung	Dampfleitung	
1415 ^{mm}	22	243	Mittel 273
"	13	289	
"	9	279	
"	9	279	
525 ^{mm}	4	98	Mittel 98
"	"	94	
"	"	98	
"	"	100	
1415 ^{mm}	4	298	Mittel 304
"	4	319	
"	0	300	
"	0	300	

Versuch 16.

Wie eben. 4 Grove'sche Elemente.

Druck	Intensität der		
	Glasleitung	Dampfleitung	
705 ^{mm}	14	130	Mittel 141
"	9	162	
"	9	144	
"	9	128	
225 ^{mm}	16	14	Mittel 13
"	16	9	
"	16	14	
"	16	14	
345 ^{mm}	14	34	

Versuch 17.

Wie eben. 4 Grove'sche Elemente.

Druck	Intensität der		
	Glasleitung	Dampfleitung	
675 ^{mm}	0	129	Mittel 105
"	"	115	
"	"	103	
"	"	90	
"	"	117	
"	"	93	
"	"	97	
"	"	96	

Druck	Intensität der		
	Glasleitung	Dampfleitung	
245 ^{mm}	0	18	Mittel 16
"	"	18	
"	"	12	
"	"	18	

Um auch ein Beispiel für den Fall einer beträchtlichen Abschwächung der Leitungsfähigkeit des Dampfes zu haben, diene der

Versuch 18.

Glasleitung an einer eigenen Röhre mit zwei inneren Platinblechen untersucht. 2 Grove'sche Elemente.

Druck	Intensität der	
	Glasleitung	Dampfleitung
840 ^{mm}	0	43
"	"	40
1400 ^{mm}	0	189
"	"	137
"	"	119
"	"	106

Dieser ganze Versuch wurde gemacht ohne irgend ein Zusammenkommen der Quecksilberkuppen.

Ebenso war es beim folgenden

Versuch 19.

Wie eben. 2 Grove'sche Elemente.

Druck	Intensität der	
	Glasleitung	Dampfleitung
870 ^{mm}	13	90
"	13	80
1220 ^{mm}	13	153

Die kleinsten angewandten Drucke gehen bis zu ungefähr 200^{mm} herunter. Das würde nach den Regnault'schen Spannungsmessungen des Quecksilberdampfes einer untersten Beobachtungstemperatur von etwa 290° C. entsprechen. Nun ist zwar, wie es gerade bei den Re-

gnault'schen Versuchen sich herausgestellt hat, möglicherweise in den Dampfschichten häufig schon ein gewisser Zustand der Ueberhitzung anzunehmen, durchschnittlich wird man jedoch in den von mir untersuchten sehr kleinen Dampfräumen eine *nicht weit* von der normalen Siedetemperatur entfernte Temperatur voraussetzen dürfen. Und so sieht man, daß der Quecksilberdampf bei einer mehr als 200° unter der Rothglühhitze gelegenen Temperatur schon in einer Weise leitet, die selbst an meinem nicht besonders für solche Messungen geeigneten Galvanometer, wenn es auf große Empfindlichkeit gebracht war, Ausschläge von etwa 10 Graden hervorrief, wenn nur vier Grove'sche Elemente als Stromquelle dienten. Bessere Galvanometer würden ohne allen Zweifel bei noch beträchtlich tieferen Temperaturen die Leitungsfähigkeit des Quecksilberdampfes erkennen lassen.

Nach oben hin konnten die Versuche nicht über Drucke von etwa 1500^{mm} , d. h. Temperaturen von etwa 400° C. ausgedehnt werden, weil andernfalls das Glas weich zu werden beginnt.

§. 7.

Besprechung der Resultate.

Uebersieht man nun die gewonnenen Resultate, deren jedes noch durch eine große Zahl weiterer Beispiele bestätigt werden könnte, so leitet sich zunächst aus den Angaben der §§. 4 und 5 die wichtigste Eigenschaft der Dampfleitung ab. Dieselbe wirkt nämlich durchaus nicht wie ein einfacher metallischer Leiter, sondern etwa wie der Voltabogen. Man ist gezwungen, als das Wesentliche bei dem Widerstande, welchen der Dampf dem Stromesdurchgang entgegensetzt, einen besonderen Uebergangswiderstand für den Strom in die Dampfschicht anzunehmen oder auch daselbst eine entgegenwirkende elektromotorische Kraft voranzusetzen. Diese beiden Annahmen, so lange man sie nicht näher präcisiren kann, bedeuten im Grunde nur eine verschiedene Ausdrucksweise für ein und dieselbe

noch nicht ganz aufklärbare Sache. Denkt man also an einen Uebergangswiderstand, so ist derselbe groß im Vergleich zu den Hindernissen, welche die Stromesbewegung innerhalb der Dampfschicht selbst findet, daher eine wenigstens ungefähre Unabhängigkeit des Gesamtwiderstandes von der Längsausdehnung der Dampfschicht. Ferner ist von dem Uebergangswiderstande anzunehmen, daß er kleiner wird bei wachsender elektromotorischer Kraft der Batterie oder auch bei wachsender Stromstärke (§. 5). In beiden Punkten besteht also eine völlige Analogie mit den Erscheinungen des Voltabogens ¹⁾. Der erstere Punkt tritt übrigens auch bei der bekannten Flammenleitung hervor ²⁾.

Für die Verhältnisse des Voltabogens ist nun bekanntlich die Zerstäubung der Elektroden ein wesentlicher Factor, Edlund hat in ihr sogar den Ursprung einer elektromotorischen Gegenkraft angenommen. Wenn etwas ähnliches auch in den hier vorliegenden Erscheinungen Rolle spielen sollte, so könnte das nur eine Einwirkung des Stromes auf die Verdampfung seyn. Ich habe deshalb auf diesen Punkt bei vielen Experimenten sorgfältig geachtet.

Und in der That, häufig ist es mir gelungen, das Sieden anhaltend so regelmäfsig zu gestalten, daß ein allenfalsiger erheblicher Einfluß des Stromschlusses auf die Verdampfung wahrnehmbar seyn mußte. In diesen Fällen trat stets für die ganze Dauer des Stromschlusses eine deutlich sichtbare, lebhaft zitternde Bewegung der Quecksilberkuppe und oft ein reichliches Bilden neuer Dampfbläschen zwischen ihr und der Glaswand an derjenigen Röhrenhälfte ein, welche zum *positiven Pole* führte. Die andere Quecksilberkuppe zeigte dergleichen niemals. Am häufigsten gelingt der Versuch, wenn zur positiven Elektrode die ruhiger stehende Kuppe in der geschlossenen Röhren-

1) Man sehe Edlund in dies. Ann. Bd. 131, S. 586.

2) Vgl. Hankel in dies. Ann. Bd. 108, S. 146. und Hittorf in dies. Ann. Bd. 136, S. 228.

hälfte gewählt wird. Aber auch bei umgekehrter Anordnung habe ich mehrfach die Erscheinung beobachtet. In diesem letzteren Falle scheint die bei Stromschluß ins Zittern gerathende Kuppe zugleich momentan zurückzuweichen, gleich darauf ist das jedoch wieder ausgeglichen. Offenbar ist dann im ersten Augenblicke die Mehrbildung von Dampf mit einer Vergrößerung des Dampfraumes verbunden, die aber bald in Folge entsprechenden Niederschlages an der negativen Elektrode den normalen Verhältnissen wieder Platz macht. Da die lebhaft zitternde Bewegung der positiven Kuppe anhält, so lange der Strom dauert, so ist also die Wirkung des Stromes auf den Dampf mit einer Art Richtung des Verdampfungsprocesses oder der Bewegung der dampfförmigen Moleküle verknüpft. In dem Falle, daß die leichter bewegliche Kuppe des offenen Röhrenendes diese Verdampfung durch Stromschluß erleidet, ist es wiederholt sehr auffallend beobachtet worden, daß die vorher längere Zeit hindurch ganz ruhigen Quecksilberkuppen im Moment des Stromschließens plötzlich zusammenschlugen; so stürmisch erfolgte das Sieden auf der beweglichen Seite. Diese Erscheinung habe ich an ein paar Röhren so regelmäßig beobachtet, daß sie mit Sicherheit kein Zufallsspiel war.

Der Strom bewirkt also eine Richtung des Verdampfungsprocesses in dem Sinne, daß die positive Kuppe eine lebhaftere Verdampfung durch ihn erfährt. Hält man nun hierneben die Beobachtungen von Tyrtov ¹⁾ und von van der Willigen ²⁾, wonach im Voltabogen eine Quecksilberfläche als positive Elektrode einem negativen Platindraht gegenübergestellt eine lebhafte Verdampfung erfährt, die bei umgekehrter Polverbindung nicht stattfindet, so liegt die Analogie dieser Erscheinung mit der von mir beobachteten auf der Hand. Man hat also in meinen Versuchen *eine Art von Voltabogen* vor sich, welche schon *bei Temperaturen von etwa 300° C.*, also ohne irgend

1) Diese Annal. Bd. 70, S. 85.

2) Diese Annal. Bd. 93, S. 291.

welche Lichtwirkung, sich bildet und welche von einer *geringen elektromotorischen Kraft*, etwa einem Grove'schen Elemente, *nicht nur unterhalten, sondern auch ohne weiteres Hilfsmittel in Gang gebracht wird.*

Um die Uebereinstimmung der vorliegenden Erscheinung mit dem Voltabogen noch weiter zu verfolgen, war die Erfahrung zu berücksichtigen, wonach im gewöhnlichen Voltabogen zwischen einer Quecksilberfläche und einem Platindraht der Widerstand des Bogens kleiner ist, wenn die Quecksilberfläche positiv ist. Bei dieser Polverbindung des Voltabogens ist aber auch, nach den citirten Versuchen von Tyrtov und van der Willigen, allein eine große Dampfmenge vorhanden, wodurch der Strom zum Ausgleich kommen kann. In meinen Versuchen dagegen ist die Dampfdichte nach dem früher bemerkten als gleich anzusehen, mag der Strom überhaupt durchgehen oder nicht. Es fragt sich also, ob dennoch dasselbe Verhältniß für die Leitungsfähigkeit der Dampfstrecke bestehen bleibt, wie beim gewöhnlichen Voltabogen.

Ich benutzte für diese Untersuchung Röhren, welche in der einen Quecksilberhälfte einen Platindraht enthielten, dessen Ende um eine Anzahl Millimeter über die zugehörige Quecksilberfläche hinaus in den Dampfraum vorragen sollte. Zugleich waren diese Röhren hinter dem Platindrahtende scharf ausgezogen, so daß dort nur mehr beträchtlich kleinere Quecksilberflächen sich befanden. Diese gegen den Platindraht weit zurücktretenden sehr kleinen Quecksilberflächen konnten keinesfalls so wirken, wie die gegenüberstehenden freien Quecksilberkuppen, welche den ganzen Querschnitt des nicht verengten Röhrentheiles einnahmen, und mußten demnach zum großen Theile die Stromesausgleichung dem bedeutend weiter eindringenden Platindraht überlassen. Zwei ganz gleiche Röhren dieser Art wurden nun neben einander in derselben Weise in den Heizapparat gebracht und die Heizung so geregelt, daß eine genau gleiche Situation der siedenden Kuppen erreicht wurde. Es gelang das mit einiger Mühe vollkommen.

Dann wurde durch die eine Röhre der von 2 Grove'schen Elementen kommende Strom im positiven Sinne von der Quecksilberfläche zur Platinspitze, durch die andere Röhre der von zwei andern eben solchen Grove'schen Elementen kommende von der Platinspitze zur Quecksilberfläche geführt. Es zeigte sich nun jedesmal eine entschiedene Mehrwirkung in der Röhre, in welcher die Quecksilberfläche positiv war. Daran änderte weder eine Vertauschung der Batterien, noch eine Vertauschung der Röhren etc. etwas.

Also auch hier zeigen meine Versuche genau dasselbe Verhalten, wie der Voltabogen, und lassen noch des weiteren dieses Verhalten als unabhängig von der Dampfdichte erkennen.

Die Verwandtschaft beider Erscheinungen scheint mir danach in hohem Grade zugegeben werden zu müssen.

Noch eine wichtige Erfahrung über die Verdampfungswirkung des Stromes muß ich mittheilen, welche auf die im §. 3 besprochenen Resultate einiges Licht zu werfen geeignet ist. In den Fällen, wo sich diese Erscheinung überhaupt gehörig beobachten liefs, zeigte sich nämlich stets eine Abnahme der Verdampfungswirkung in Folge längeren Stromdurchgehens, ganz in derselben Weise, wie früher die Abnahme der Leitungsfähigkeit des Dampfes angegeben wurde. Die letztere Abschwächung scheint hiernach wesentlich durch die erstere bedingt und in dieser, wenn auch nicht der einzige, so doch ein entschiedener Grund dieses ganzen Verhaltens zu liegen. Woher nun aber die allmählig schwächer werdende Verdampfungswirkung des Stromes rührt, das ist vorläufig noch nicht sicher abzusehen; als wahrscheinlich bleibt auch von diesem Gesichtspunkte aus der Einfluß einer Quecksilberoxydation bestehen.

Ich komme jetzt zu einer Anwendung meiner Versuche, welche auf eine interessante Frage betreffs des verwandten Voltabogens wenigstens einigermaßen eine Antwort zu geben gestattet. Wie schon erwähnt, soll nach Edlund

durch die Zerstäubung beim Voltabogen eine elektromotorische Gegenkraft bedingt seyn, welche die charakteristischen Eigenschaften des Bogens zur Folge hat. Bei meinen Versuchen würde dem die Verdampfungswirkung entsprechen. Und es fragt sich, was eintritt, wenn man die Verdampfungswirkung des Stromes verhindert. Zum Theil war das ja bereits in den erwähnten Experimenten mit vorragendem Platindraht geschehen und hatte bei dertigem Arrangement eine Abschwächung der Wirkung nach sich gezogen. Weitere Aufklärungen waren in den damaligen Experimenten nicht gesucht. Es handelte sich also nunmehr darum, den Einfluß sämtlicher früher bei den Hauptversuchen berücksichtigten Umstände auch in diesem abgeänderten Falle zu untersuchen. Ich wählte in der Weise, wie früher den Platindraht, jetzt Eisenflächen von fast der Gröfse des Röhrenquerschnittes, die an Eisenstäben befestigt durch die Quecksilbermassen hindurchgeführt waren und um einige Millimeter weiter in den Dampfraum hineinragen sollten, als die siedenden Quecksilberkuppen. Bei solcher Anordnung wird der Strom nicht an den Quecksilberflächen bereits in den Dampf übertreten, sondern in seiner Hauptstärke wenigstens bis zu den Eisenplatten vordringen und, wenn nicht dort ganz besondere Hindernisse seinem Uebergange in den Dampf entgegenstehen, von den Eisenplatten aus seine Ausgleichung finden. Es gelang nun freilich nicht, mit zwei gegenüberstehenden Eisenplatten zu experimentiren, da alsdann die siedenden Quecksilberkuppen nur sehr schwer anhaltend und ruhig auseinander zu bringen waren. Ich begnügte mich deshalb mit dem Anbringen einer solchen Platte vor der positiven Quecksilberkuppe, weil diese ja die eigentlich entscheidende ist.

Mit so eingerichteten Röhren wurden nun in großer Ausdehnung die Versuche nach all den früheren Richtungen wiederholt und überall dieselben Resultate gefunden, so daß eine nochmalige Anführung von Beispielen überflüssig erscheint. Nur in dem einen Punkt war quantita-

tiv eine Aenderung eingetreten; man sah nämlich wohl noch mehrfach Abschwächungen der Dampfleitung durch längeren Stromesdurchgang, aber niemals mehr so stark, wie sie früher wiederholt aufgetreten waren. Das scheint ein Beweis dafür zu seyn, daß in der That der Stromesübergang von der Eisenplatte aus erfolgte, und der Einfluß der Verdampfungswirkung also nicht in der früheren Weise vorhanden war. Man konnte auch bei all diesen Versuchen, die oft die günstigsten Stellungen für solche Beobachtungen darboten, in keinem Falle mehr die geringste Einwirkung des Stromschlusses auf die hinter der Eisenplatte liegende Quecksilberfläche wahrnehmen.

Wenn nun hier also die ganzen charakteristischen Eigenschaften des Voltabogens ohne ein merkliches Mitspielen der Verdampfungswirkung ebensowohl eintreten, so erweckt das einige Zweifel daran, ob denn in der That bei dem gewöhnlichen Voltabogen der Act der Zerstäubung die Ursache all dieser Eigenschaften ist, wie es nach der höchst interessanten Auffassung von Edlund seyn sollte.

Es bleiben noch die Resultate des §. 6 zu besprechen übrig. Das dort gefundene, die Druckvermehrung noch übertreffende Wachsthum der Leitungsfähigkeit giebt den Einfluß der Temperatur zu erkennen. Man hat es in meinen Versuchen annähernd mit gesättigtem Dampfe zu thun, wie schon oben bemerkt wurde. Nun kennt man zwar die Dichte des gesättigten Quecksilberdampfes in den betreffenden Temperaturen nicht. Wenn derselbe auch in diesen Zuständen den Gasgesetzen folgte, so würde die Dichte proportional dem Drucke und umgekehrt proportional der absoluten Temperatur seyn. Für eine Anzahl anderer Dämpfe habe ich nun in früheren Untersuchungen nachgewiesen¹⁾, daß ihre Dichte im Sättigungszustand proportional dem Druck und umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur ist. Jene

1) Diese Annal. Bd. 137, S. 19 u. 592, ferner Bd. 141, S. 83.

Versuche umfassten allerdings nur Temperaturen unter 100°. Wenn es deshalb auch unstatthaft erscheint, von dieser Relation für die hier vorliegenden hohen Temperaturen des Quecksilberdampfes Gebrauch zu machen, so wird man jedoch wohl sagen dürfen, daß die Dichte des gesättigten Dampfes jedenfalls weniger stark, wie der Druck wachsen wird.

In diesem Falle würde also nach den Ergebnissen des §. 6., wenn man die ganze Dampfschicht als überall gleichmäßig bei der elektrischen Ausgleichung betheiligt ansieht, in jedem Querschnitt durch jedes einzelne Dampfmolekül bei höherer Temperatur eine größere Elektrizitätsmenge übertragen werden. Der Dampf leitet, wie gesagt, nicht in der Art eines gewöhnlichen metallischen Leiters. Bei einem metallischen Leiter, wenn er fest oder flüssig ist, wirkt die Temperatur bekanntlich in umgekehrtem Sinne auf die Leitungsfähigkeit ein, wobei es aber beachtenswerth ist, daß diese Einwirkung auf die Metalle im flüssigen Zustande bereits geringer ausfällt, als auf die noch festen Metalle. Hier bei einem dampfförmigen Metalle hat der Einfluß der Temperatur den Sinn, wie bei den Elektrolyten.

Es möge darauf hingewiesen werden, daß die hoch erhitzten Gase in den Flammen in demselben Sinne, wie hier, eine Beeinflussung ihrer Leitungsfähigkeit durch die Temperatur erfahren ¹⁾).

Um schließlicb noch eine Vorstellung von der GröÙe des Widerstandes im Quecksilberdampfe zu geben, die jedoch nach allem Gesagten bei meinen Versuchen sich nichts weniger als präcise ergeben konnte, so würde der Dampf bei nahezu 400° C., also bei der günstigsten der untersuchten Temperaturen, in einer Röhre von 4^{mm} lichtein Durchmesser einen Widerstand von rund 50000 Siemens Einheiten darbieten. Diese Zahl ist unter gleichzeitiger

1) Siehe Hittorf in diesen Annal. Bd. 136, S. 227.

Galvanometergraduierung aus einer Versuchsreihe entnommen, bei welcher die Leitungsfähigkeit durch den Stromdurchgang nicht merklich geschwächt wurde, also unter den günstigsten Verhältnissen.

Aachen, den 28 Januar 1874.

III. *Ueber das galvanische Leistungsvermögen der Schwefelsäure und Salzsäure in seiner Abhängigkeit von der Temperatur;* von O. Grotrian.

Das Beobachtungsverfahren.

Die Untersuchungen von Kohlrausch und Nippoldt¹⁾ haben ergeben, daß bei Bestimmung des galvanischen Leistungsvermögens eines zersetzbaren Leiters die Polarisierung der Elektroden zum Wegfall gebracht und dann ganz wie bei der Bestimmung des Leistungsvermögens eines metallischen Conductors verfahren werden kann, wenn man rasch alternirende, durch Magnetinduction erzeugte Ströme anwendet und anstatt des Galvanometers das Weber'sche Dynamometer benutzt. Die angewandte Methode der Widerstandsvergleiche war die der Substitution, da in den Stromkreis, welcher das Dynamometer enthielt, bald die Flüssigkeit, bald der Rheostatendraht eingeschaltet werden konnte.

Außer dieser Methode kann man auch eine solche nach Art des Differentialmultiplikators oder der Wheatstone'schen Brücke in Anwendung bringen. Diese beiden Methoden glaubten Kohlrausch und Nippoldt anfangs nicht anwenden zu können²⁾, weil die Ausschläge des Dynamo-

1) Pogg. Annal. Bd. CXXXVIII, S. 280.

2) L. c. S. 286.

meters dem *Quadrat* der Stromstärke proportional sind, und deshalb die Aenderung des Ausschlages bei zunehmendem Strome in der Nähe des Nullpunktes sehr gering ist. Die Verfasser haben indessen eine nachträgliche Bemerkung gemacht, nach welcher die Wheatstone'sche Combination sehr wohl anwendbar ist, wenn man die Windungen der äusseren Rolle und der Bifilarrolle in verschiedene Theile der Leitung einschaltet, so daß nur in der Bifilarrolle die Stromintensität auf Null gebracht wird, während die feste Rolle vom ungetheilten Strome durchflossen wird ¹⁾. Der einfachen Substitution gegenüber gewinnt man durch dieses Verfahren außer der größeren Empfindlichkeit noch die Unabhängigkeit von der Constanz des Stromerregers, ein Vorthail, der hier bei weitem schwerer ins Gewicht fällt, als bei Anwendung von Hydrosäulen. Denn es ist schwierig, die Geschwindigkeit der Inductionssirene längere Zeit ganz constant zu erhalten, und aus diesem Grunde war bei der Arbeit von Kohlrausch und Nippoldt ein zeitraubendes Beobachtungsverfahren nothwendig. Die folgenden Beobachtungen sind mit Anwendung der Brückencombination angestellt. Sie wurden im physikalischen Cabinet zu Göttingen ausgeführt und betreffen das Leitungsvermögen von Schwefelsäure und Salzsäure. Von letzterer ist bis jetzt überhaupt wenig bekannt; für Schwefelsäure fehlen noch ausgedehnte Untersuchungen über die Abhängigkeit des Leitungsvermögens von der Temperatur, auf welche ich meine Arbeit vorzugsweise gerichtet habe.

Die angewandte Combination verdeutlicht die schematische Zeichnung in Fig. 1 Taf. VI. In *m* befindet sich der inducirende Magnet, welcher auf der Axe einer Sirene befestigt ist. Dadurch, daß diese durch einen Luftstrom in Bewegung gesetzt und zum Tönen gebracht wird, ist es ermöglicht, mittelst eines dabei befindlichen Satzes Orgelpfeifen zu controliren, ob die Rotationsgeschwindigkeit während des Versuches genügend constant bleibt. Auf der einen

1) Vgl. auch Kohlrausch, diese Ann. Bd. CXLII, S. 427.

Seite geht der Strom von m nach A und theilt sich dort in die Zweige $AGBC$ und ADC . Im ersten Zweige tritt der Strom zunächst in die Flüssigkeitszelle f bei G ein und verläßt dieselbe bei E . Er durchfließt dann den Rheostaten r und vereinigt sich in C wieder mit dem Theilstrom ADC . Dieser durchläuft indessen die gleichen Widerstände w und w_1 . In C geht der ungetheilte Strom weiter durch die äußere Dynamometerrolle a , von wo derselbe wieder durch den Draht am zu dem inducirenden Magnet m gelangt. Zwischen B und D , d. h. einerseits zwischen Flüssigkeit und Rheostat, andererseits zwischen den gleichen Widerständen w und w_1 , ist die Bifilarrolle i des Dynamometers eingeschaltet. In dieser verschwindet der Strom, wenn

$$fw_1 = rw$$

oder da

$$w_1 = w$$

wenn

$$f = r \text{ ist.}$$

Um den Widerstand von f zu bestimmen, ist nur nöthig, den Widerstand r so zu wählen, daß die Bifilarrolle eine Stellung nahe der Ruhelage einnimmt. Wird nun r etwas geändert, so veranlaßt dieses eine andere Lage. Aus beiden Lagen kann dann durch Interpolation der Werth $r = f$ berechnet werden, für den der Strom in der Bifilarrolle vollständig verschwinden würde. Um von der vorausgesetzten Gleichheit der Widerstände w und w_1 unabhängig zu seyn, ist ferner im Stromkreise ein Commutator angebracht, welcher die Widerstände f und r zu vertauschen gestattet. Da durch Vertauschung derselben die Richtung des Stromes in der Bifilarrolle relativ gegen den Hauptstrom geändert wird, so erfolgt die Stellung der Bifilarrolle jetzt gleichweit von der Ruhelage, aber auf der andern Seite. Der Commutator gewährt somit zugleich durch die Verdoppelung der Ausschläge eine erhöhte Genauigkeit der Resultate.

Bei den Versuchen von Kohlrausch und Nippoldt

hatte sich die Nothwendigkeit sehr großer Elektroden gezeigt, um die Polarisation vollständig zu vermeiden; die damals gebrauchte Ueberbrückung getrennter Gefäße durch ein U-förmiges Glasrohr würde aber die willkürliche Herstellung beliebiger Temperaturen unmöglich gemacht haben. Daher diente zur Aufnahme der zu untersuchenden Flüssigkeit ein Glasgefäß, dessen Form in Fig. 1, Taf. VI bei *GE* angedeutet ist. Dasselbe wird gebildet von zwei Cylindern *G* und *E*, die durch eine angeschmolzene engere Glasröhre *f* verbunden sind. Der Durchmesser von *G* und *E* beträgt im Lichten etwa 40 Millimeter. Die Länge und der innere Durchmesser der Röhre *f* beträgt bei dem Gefäße No. I 248^{mm} und 5^{mm}, bei No. II 246^{mm} und 13^{mm}. In die Cylinder *G* und *E* wurden Elektroden aus Platinblech getaucht. Dieselben sind an Drähten aus gleichem Metall befestigt und besitzen eine halbcylinderförmige Gestalt, so daß sich ihre Oberfläche der Innenfläche der Gefäße *G* und *E* anschließt. Oben und unten werden die Hohlcylinder durch Platinbleche geschlossen. Die Oberfläche einer Elektrode beträgt etwa 2500 Quadratmillimeter.

Um eine leicht zu fixirende Stellung der Elektroden in der Flüssigkeit zu erreichen, hatte man dieselben an einer Platte aus Hartgummi befestigt, welche beide Cylinder *G* und *E* überbrückt. Dieselbe kann durch Schrauben fest auf das Glasgefäß geklemmt werden und besitzt der Länge nach einen Schlitz, in welchem zwei parallelepipedische Stücke Hartgummi verschiebbar sind. Diese tragen die Elektroden und können an beliebigen Stellen der Platte durch Schrauben festgestellt werden. Auf diese Weise wird es möglich, bei jedem Versuche die Elektroden wieder in dieselbe Lage zu bringen, die sie bei den vorhergehenden Versuchen einnahmen.

Die Flüssigkeitszelle stand während der Beobachtung in einem offenen Metallkasten, in welchem Wasser befindlich war. Dieses wurde durch eine Reihe darunter befindlicher Glasflammen erwärmt, und seine Temperatur an zwei Thermometern, in einigen Fällen nur an einem, ab-

gelesen. Die Thermometerkugeln standen mit der Glasröhre des Gefäßes unter Wasser in Berührung. Sollte nun bei einer bestimmten Temperatur beobachtet werden, so wurde die Höhe der Gasflammen durch theilweises Zudrehen des Gashahnes so weit moderirt, daß die Temperatur des Wassers einige Minuten nahezu constant blieb. Um eine größere Genauigkeit zu erreichen, bestimmte man nicht zwei, sondern drei Mal den Abstand der Bifflarrolle von der Ruhelage für verschiedene Widerstände. Hieraus wurde dann der Widerstand der Flüssigkeit in einer Weise berechnet, die das später folgende Beispiel zeigen wird.

Der Rheostat *r* Fig. 1, Taf. VI besteht aus einer Anzahl von Drähten, welche zickzackartig auf einem Brett ausgespannt sind.

Zur besseren Veranschaulichung der Beobachtungsweise möge hier eine der Widerstandsbestimmungen für Schwefelsäure in ihrem ganzen Umfange angeführt werden.

Gewichtsprocente an $\text{H S O}_4 = 7,729$.

I. Eingeschalteter Wider- stand = 62,81 Siem.	II. Hinzugefügter Wider- stand = 3,64	III. Nochmals hinzugefügter Widerstand = 3,64
$n = 473,83$ $s = 469,64$	$s = 476,80$ $n = 465,83$	$n = 459,04$ $s = 483,97$
$s - n = - 4,19$	$s - n = + 10,97$	$s - n = + 24,93$

$$\begin{array}{lcl}
 (1) \text{ [I II] } 62,81 + \frac{4,19 \cdot 3,64}{15,16} = 62,81 + 1,01 = 63,82 & & \\
 (2) \text{ [II III] } 66,45 - \frac{10,97 \cdot 3,64}{13,96} = 66,45 - 2,86 = 63,59 & & \\
 (3) \text{ [I III] } 62,81 + \frac{4,19 \cdot 7,28}{29,12} = 62,81 + 1,04 = 63,85 & &
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} (1) \\ (2) \\ (3) \end{array}} \right\} \begin{array}{l} 63,70 \\ \text{(Mittel)} \end{array}$$

Gesamtmittel = 63,77 Siem.

Temperatur = 32°,50 vor der Beobachtung

Temperatur . = 33°,67 nach der Beobachtung

Mittlere Temperatur = 33°,09 C.

Wie man sieht, waren bei obiger Messung nach einander die Widerstände 62,81, sodann 66,45, drittens 70,09 eingeschaltet. Die den beiden Stellungen des Commutators, welcher Flüssigkeit und Rheostat zu vertauschen gestattete, entsprechenden Scalentheile sind zum Unterschiede durch s und n bezeichnet. Die neben s und n gesetzten Zahlen geben die jedesmalige Ruhelage der Bifilarrolle an, die aus fünf Elongationen bestimmt wurde. Die Differenz $s - n$ giebt den doppelten Werth der Differenz an, welchen man für die Ablenkung erhielte, wenn man die Ruhelage der Bifilarrolle bei vorhandenem und nicht vorhandenem Strome bestimmen würde. Das Vorzeichen von $s - n$ giebt zugleich die Richtung des Ausschlages an. Aus zwei Differenzen $s - n$ konnte durch Interpolation der Widerstandswerth bestimmt werden, für den der Strom in der Bifilarrolle verschwinden, d. h. $s - n = 0$ werden mußte. Es sind nun immer drei Werthe für den Widerstand berechnet und zwar aus der ersten und zweiten [I II], zweiten und dritten [II III] und ersten und dritten Beobachtung [I III]. Aus dem Mittel von [I II] und [II III] und dem Werthe [I III] wurde dann das Gesamtmittel genommen. Diese Art der Berechnung ist deshalb angewandt, um den Widerstand, der mit den Temperaturschwankungen während des Versuchs sich ebenfalls etwas ändert, für den mittleren Zeitpunkt der ganzen Beobachtung zu erhalten, für den auch das Mittel aus den Temperaturangaben gilt. Die Temperaturbestimmungen unter 50° geschahen an zwei Thermometern, deren Scale in fünftel Grade getheilt war. Dieselben waren mit einem Normalthermometer von Fastré verglichen. Bei höheren Temperaturen, die bei den Bestimmungen für Schwefelsäure bis zu 70° genommen wurden, geschah die Ablesung an zwei in ganze Grade getheilten Thermometern, deren feste Punkte bestimmt waren.

Da der Widerstand des Neusilberdrahtes mit der Temperatur wächst, so erschien eine Correction für die Widerstandswerthe nöthig, welche auf 0° reducirt wurden mittelst der Formel von Arndtsen für Neusilber¹⁾

1) Pogg. Annal. Bd. CIV, S. 1.

$$W_t = W_0 [1 + 0,00038736 \cdot t - 0,00000055776 \cdot t^2].$$

Den Gehalt an Schwefelsäure titrirte ich mittelst Kalilösung. Die specifischen Gewichte der Salzsäure wurden mit Hülfe der Mohr'schen Waage ermittelt.

Die Beobachtungsergebnisse.

Nach Vornahme der oben bezeichneten Correctionen ergaben sich für die zusammengehörigen Werthe der Widerstände W und Temperaturen t für Schwefelsäure die in Tabelle I angegebenen Zahlen. In derselben Weise wurden Widerstandsbestimmungen für Salzsäure ausgeführt, deren Resultate in Tabelle II angegeben sind. Sämmtliche Temperaturangaben beziehen sich auf die hunderttheilige Scala.

Tabelle I. Schwefelsäure.

Gefäß No. II. Gewichtspro- cente an H_2SO_4 pCt. = 7,729		Gefäß No. I. pCt. = 15,023		No. I. pCt. = 20,434		No. I. pCt. = 29,161		No. I. pCt. = 41,474	
t	W	t	W	t	W	t	W	t	W
9,33	83,95	8,29	237,54	8,22	196,29	6,34	183,84	8,72	196,52
13,51	79,47	13,46	220,02	29,62	144,14	8,48	173,97	13,80	176,44
30,24	64,81	30,34	180,41	37,99	131,34	21,14	142,45	15,59	170,87
32,18	64,13	33,86	171,89	55,80	112,18	60,41	91,43	39,47	117,22
43,45	57,71	36,68	166,25	59,33	109,14	65,89	87,22	55,68	97,26
50,34	54,91	42,24	163,53	67,69	103,47			69,88	84,67
70,42	48,80	50,78	146,90						
		57,11	140,59						
		59,01	141,60						
		59,36	140,37						
		67,83	131,21						
		69,62	130,77						

No. I. pCt. = 46,174		No. I. pCt. = 50,062		No. I. pCt. = 54,706		No. II. pCt. = 95,327	
<i>t</i>	<i>W</i>	<i>t</i>	<i>W</i>	<i>t</i>	<i>W</i>	<i>t</i>	<i>W</i>
8,14	220,15	7,73	249,07	8,59	287,83	3,39	329,63
30,96	144,01	19,52	195,29	14,24	253,73	11,74	259,74
39,59	127,57	24,82	178,08	35,43	172,36	22,58	193,53
40,30	125,56	26,83	171,05	41,58	158,24	40,69	129,08
53,11	108,01	31,67	157,25	56,11	130,44	57,02	95,68
68,26	91,70	35,09	151,66	57,63	129,35	70,18	77,11
		42,83	134,34	68,03	112,96		
		54,55	116,16				
		69,24	98,56				

Tabelle II. Salzsäure.

Gefäß No. II. Spec. Gewicht <i>S</i> = 1,030 (Wasser bei 4°=1)		No. II. <i>S</i> = 1,0425		No. II. <i>S</i> = 1,089		No. II. <i>S</i> = 1,111	
<i>t</i>	<i>W</i>	<i>t</i>	<i>W</i>	<i>t</i>	<i>W</i>	<i>t</i>	<i>W</i>
8,02	84,99	8,07	55,16	7,31	35,56	9,15	33,63
20,41	69,04	23,61	42,78	23,10	27,83	25,25	26,07
32,34	57,96	32,23	37,97	32,33	24,39	33,15	23,59

No. II. <i>S</i> = 1,1395		No. I. <i>S</i> = 1,1395		No. II. <i>S</i> = 1,151	
<i>t</i>	<i>W</i>	<i>t</i>	<i>W</i>	<i>t</i>	<i>W</i>
9,05	34,95	7,31	179,15	10,11	35,21
23,09	27,55	21,74	142,68	24,68	28,98
32,72	24,84	32,84	122,25	33,09	25,56

Um die in Tabelle I und II angegebenen Widerstandswerthe, die in verschiedenen Gefäßen bestimmt waren, mit einander vergleichbar zu machen, mußte man die Werthe auf ein und dasselbe Gefäß reduciren. Dieses wurde dadurch erreicht, daß man den Widerstand derselben Flüssigkeit, nämlich der Salzsäure vom specifischen Gewichte 1,1395, in beiden Gefäßen bestimmte. Es ergab sich daraus das Verhältniß des Widerstandes einer Flüssigkeit in Gefäß II zu dem derselben Flüssigkeit in I gleich $\frac{II}{I} = 0,2038$.

Zur Auffindung des auf Quecksilber bezogenen Leitungsvermögens der Flüssigkeiten diente die von K. und N. gegebene Zahl 0,000077274 für das Maximalleitungsvermögen der Schwefelsäure bei 22°. Zuerst wurden die Beobachtungen für die Procentgehalte p gleich 15,023, 20,434, 29,161, 41,474 (Tab. I) in Gleichungen von der Form $\frac{1}{W} = a + bt + ct^2$ dargestellt, deren Coëfficienten mit kleinsten Quadraten ermittelt wurden. Hieraus ergaben sich die vier Werthe für $t = 22^\circ$. Dieselben wurden in die Form

$$\frac{1}{W} = A + Bp + Cp^2 + Dp^3$$

zusammengefaßt, aus denen der Minimalwerth von W gleich W_{\min} sich in bekannter Weise berechnen liefs. Als dann ist 0,000077274 $\cdot W_{\min}$ der Reductionsfactor, mit welchem die Werthe $\frac{1}{W}$ (Tab. I und II) multiplicirt werden müssen, um das Leitungsvermögen auf Quecksilber gleich 1 zu beziehen. In den folgenden Tabellen III und IV sind die so erhaltenen Werthe für die Leitungsfähigkeiten L in der zweiten Columnne unter „beobachtet“ angegeben. Die Leitungsfähigkeit des Quecksilbers ist dabei gleich 10^8 gesetzt. In Tabelle III bezeichnen die Zahlen p die in 100 Gewichtstheilen Säure enthaltenen Gewichtstheile HSO_4 . In IV geben die Zahlen s die specifischen Gewichte der einzelnen Flüssigkeiten bei 15° an; das specifische Gewicht

von Wasser bei $+4^{\circ}$ ist dabei gleich 1 angenommen.
 Ueber die Bedeutung der „berechneten“ Zahlen vgl. den
 letzten Abschnitt.

Tabelle III. Schwefelsäure.

Procentgehalt $p = 7,729$ Leitungsfähigkeit				$p = 15,023$			
Temp. t	L		Diff. D	t	L		D
	beob.	berechn.			beob.	berechn.	
9,33	2634	2642	— 8	8,29	4566	4525	+ 41
13,51	2782	2803	—21	13,46	4930	4909	+ 21
30,24	3411	3399	+12	30,34	6012	6081	— 69
32,18	3447	3465	—18	33,86	6311	6310	+ 1
43,45	3831	3814	+17	36,68	6525	6490	+ 35
50,34	4026	4012	+14	50,78	7384	7335	+ 49
70,42	4531	4513	+18	57,11	7715	7687	+ 28
				59,01	7660	7789	—129
				67,83	8267	8243	+ 24
				69,62	8295	8330	— 35

$p = 20,434$				$p = 29,161$			
t	L		D	t	L		D
	beob.	berechn.			beob.	berechn.	
8,22	5526	5534	— 8	6,34	5900	5916	—16
29,62	7525	7530	— 5	8,48	6235	6170	+65
37,99	8259	8253	+ 6	21,14	7615	7650	—35
55,80	9669	9684	—15	60,41	11863	11894	—31
59,33	10047	9950	+97	65,89	12435	12444	— 9
67,69	10483	10557	—74				

$p = 41,474$				$p = 46,174$			
t	L		D	t	L		D
	beob.	berechn.			beob.	berechn.	
8,72	5520	5553	—33	8,14	4927	4944	—17
13,80	6168	6157	— 9	30,96	7532	7515	+17
15,59	6348	6370	—22	39,59	8503	8504	— 1
39,47	9254	9207	+47	40,30	8639	8586	+53
55,68	11153	11139	+14	53,11	10043	10071	—28
69,38	12812	12755	+57	68,26	11829	11854	—25

$p = 50,062$				$p = 54,706$			
t	L		D	t	L		D
	beob.	berechn.			beob.	berechn.	
7,73	4355	4350	+ 5	8,59	3768	3759	+ 9
19,52	5554	5563	— 9	14,24	4275	4268	+ 7
24,82	6091	6118	— 27	35,53	6293	6266	+ 27
26,83	6341	6330	+ 11	41,58	6855	6858	— 3
31,67	6898	6844	+ 54	56,11	8315	8322	— 7
35,09	7152	7210	— 58	57,63	8386	8478	— 92
42,83	8074	8048	+ 26	68,02	9603	9568	+ 35
54,55	9338	9340	— 2				
69,24	11005	11000	+ 5				

$p = 95,327$			
t	L		D
	beob.	berechn.	
3,39	671	666	+ 5
11,74	851	858	— 7
22,58	1142	1143	— 1
40,69	1713	1709	— 4
57,02	2311	2314	— 5
70,18	2867	2867	0

Tabelle IV. Salzsäure.

Spec. Gew. bei 15° (das des Wassers bei + 4° = 1 gesetzt) $s = 1,030$				$s = 1,0425$			
t	L		D	t	L		D
	beob.	berechn.			beob.	berechn.	
8,02	2601	2598	+ 3	8,07	4008	4000	+ 8
20,41	3202	3206	— 4	23,61	5168	5175	— 7
32,34	3814	3805	+ 9	32,23	5823	5827	— 4

$s = 1,089$				$s = 1,111$			
t	L		D	t	L		D
	beob.	berechn.			beob.	berechn.	
7,31	6217	6188	+29	9,15	6574	6592	-18
23,10	7944	7994	-50	25,25	8480	8457	+23
32,33	9065	9051	+14	33,15	9372	9372	0

$s = 1,1395$				$s = 1,151$			
t	L		D	t	L		D
	beob.	berechn.			beob.	berechn.	
7,31	6055	6126	- 71	10,11	6279	6220	+ 59
9,05	6326	6315	+ 8	24,68	7629	7737	-108
21,74	7602	7694	- 94	33,09	8650	8612	+ 38
23,09	8025	7841	+184				
32,72	8900	8887	+ 13				
32,84	8873	8900	- 27				

Um nun die Beobachtungen in Gesetze zusammenzufassen, wurde das Leitungsvermögen der Schwefelsäure dargestellt durch Gleichungen von der Form

$$L = L_0 (1 + \alpha t + \beta t^2),$$

in denen t die Temperatur bedeutet, L_0 , α und β dagegen constante Coëfficienten bezeichnen. Für Salzsäure, bei welcher die Beobachtungstemperaturen nicht weit genug ausgedehnt sind, um die Aenderung zweiter Ordnung zu berechnen, wurde die Form $L = L_0 (1 + \alpha t)$ angewandt.

Ich füge hier gleich zwei Tabellen bei, welche die Endresultate der Arbeit übersichtlich enthalten, indem bezüglich des Ganges der Rechnung auf den letzten Abschnitt verwiesen wird.

Wie früher ist das Leitungsvermögen des Quecksilbers bei 0° gleich 10° angenommen.

Tabelle V. Schwefelsäure.

Gewichtsprocente p an HSO_4	Leitungsfähigkeit L_0 bei 0°	α	β
5	1543	0,01768	-0,00006214
10	2722	1902	6002
15	3881	2031	5589
20	4659	2156	4976
25	5059	2275	4162
30	5142	2390	3149
35	4979	2500	1935
40	4640	2606	0521
45	4172	2706	+0,00001093
50	3578	2802	2908
55	3974	2893	4923
60	2423	2979	7188
70	1587	3136	+0,00012168
80	1053	3275	18000
90	719	3394	24633
100	507	3494	32066

Tabelle VI. Salzsäure.

Spec. Gewicht s bei 15°	Leitungsfähigkeit L_0 bei 0°	α
1,03	2200	0,02255
1,04	3181	2235
1,05	3940	2215
1,06	4509	2195
1,07	4916	2176
1,08	5191	2156
1,09	5368	2136
1,10	5488	2116
1,11	5531	2096
1,12	5511	2077
1,13	5439	2057
1,14	5325	2037
1,15	5183	2017
1,16	5022	1997

Die bereits von Beetz ¹⁾ am Zinkvitriol nachgewiesene Verschiebung des Maximums mit der Temperatur zeigt sich bei beiden Säuren. Berechnet man nämlich den Procentgehalt der Maximumsäure bei verschiedenen Tempe-

1) Pogg. Annal. Bd. CXVII, S. 1.

raturen aus Gleichungen von der Form $L = a + bp + cp^2$, so ergaben sich für Schwefelsäure Werthe, die in der folgenden Tabelle angegeben sind. Die erste Columnne derselben enthält die Temperaturen t , die zweite den Procentgehalt p_{\max} , der entsprechenden Maximumsäure, die dritte die Differenz d der Procentgehalte von 10^0 zu 10^0 .

t	p_{\max}	d
0	30,2	0,7
10	30,9	0,8
20	31,7	0,8
30	32,5	0,8
40	33,3	0,8
50	34,1	0,7
60	34,8	0,6
70	35,4	

Man sieht aus der Tabelle, daß das Maximum bei einem um so höheren Procentgehalte eintritt, je höher die Temperatur ist. Die dritte Columnne zeigt, daß die Verschiebung des Maximums näherungsweise der Temperatur proportional erfolgt.

Salzsäure hat eine geringere Verschiebung und, was sehr merkwürdig erscheint, im umgekehrten Sinne; denn bei dieser Flüssigkeit nehmen die Zunahmecoëfficienten α mit wachsender Concentration ab.

Das Maximum des Leitungsvermögens tritt nach Kohlrausch und Nippoldt für Schwefelsäure von 22^0 ein bei dem specifischen Gewichte 1,233, d. h. nach der Tabelle von Bineau bei dem Procentgehalte 31,56. Aus meinen Beobachtungen berechnet sich der entsprechende Werth zu 30,88 Proc., zeigt also eine Abweichung von 0,68 Proc. Man sieht, daß der Werth 30,88 nicht in die Reihe der oben unter p_{\max} gegebenen Zahlen paßt. Diese Abweichung erklärt sich daraus, daß derselbe aus einer Gleichung dritten Grades berechnet ist, während die Zahlen in der zweiten Columnne der letzten Tabelle nur aus quadratischen Gleichungen berechnet sind. Diese Vereinfachung der Rechnung glaubte ich mir erlauben zu dürfen.

fen, da das Hauptinteresse der letzten Tabelle weniger auf den Zahlen der zweiten als vielmehr auf denen der dritten Columnne beruht.

Vergleiche ich die von mir gewonnenen Resultate für Schwefelsäure mit denen von K. und N., indem ich aus Tab. V die Leitungsvermögen für 22° berechne, für welche Temperatur die von K. und N. gegebene Tabelle gilt, so läßt der Grad der Uebereinstimmung sich aus folgender Tabelle ersehen, in welcher zu dem in der ersten Spalte gegebenen Leitungsvermögen die zugehörigen Procentgehalte nach meinen, sowie nach den Beobachtungen von K. und N., angegeben sind.

L_{22}	G.	K. u. N.
	p	p
2082	5	5,64
3925	10	10,51
5527	15	15,04
6769	20	20,75
7474	25	26,09
7723	30	30,89
7619	35	35,92
7258	40	39,48
6679	45	44,04
5832	50	49,46
4938	55	54,64
4107	60	59,26

Die Beobachtungen von K. und N. betreffen nur die Concentrationen zwischen 8 und 60 Proc. Zu den sich auf höchstens etwa 1 Proc. belaufenden Unterschieden ist noch zu bemerken, daß ich die Gehalte titrirte, während die andern aus specifischen Gewichtsbestimmungen nach der Tabelle von Bineau entnommen wurden.

Es scheint ferner für die absoluten Bestimmungen aus der späteren Arbeit von Kohlrausch über die elektromotorische Kraft sehr dünner Gasschichten auf Metallplatten ¹⁾ zu folgen, daß die Polarisation bei der Größe der bisher angewandten blanken Platinelektroden, wenn auch sehr ge-

1) Pogg. Annal. Bd. CXLVIII, S. 143.

ring, doch nicht ganz unmerklich gewesen ist, woraus eine Unsicherheit der absoluten Werthe des Leitungsvermögens von wenigen Procenten hervorgehen könnte. Für den Hauptzweck der vorliegenden Arbeit, nämlich die Aenderungen mit der Temperatur, ist dieser Einfluß jedenfalls von untergeordneter Bedeutung.

Die von K. und N. gelegentlich gefundenen Coëfficienten, welche die Zunahme des Leitungsvermögens für 1° angaben, stimmen mit den meinigen weniger gut überein, was aus der Schwierigkeit der damaligen Beobachtungsmethode, aus den geringen Temperaturdifferenzen (20° bis 28°) und aus einem Beobachtungsfehler zu erklären ist, welcher die Werthe No. 5 und 6 in der Tabelle S. 382 (Ann. CXXXVIII) für die geringste Concentration offenbar zu klein ergeben hat. Berücksichtigt man diese nicht, so wird die Uebereinstimmung wesentlich besser. Die eingehende Vergleichung würde indessen zwecklos seyn, weil die Temperaturcoëfficienten von K. und N. nur die Bedeutung von Annäherungen haben.

Berechnung und gesetzmäßige Beziehungen der Temperaturcoëfficienten.

Die Abhängigkeit des Leitungsvermögens L der Schwefelsäure von der Temperatur t läßt sich nach S. 389 durch eine quadratische Gleichung von der Form $L = L_0 (1 + \alpha t + \beta t^2)$ darstellen. Folgende Tabelle giebt in der ersten Columne die Procentgehalte p und in der zweiten und vierten unter „gefunden“ die Werthe von α und β , wie sie sich für jede Concentration ergeben.

p	gefunden α	berechn. α	gefunden β	berechnet β	gefund. L_0	berechn. L_0
7,759	0,01907	0,01841	-0,00006442	-0,00006123	2239,6	2264,7
15,023	0,01950	0,02032	-0,00005059	-0,00005586	3940,7	3885,6
20,434	0,02249	0,02166	-0,00006074	-0,00004913	4678,6	4710,7
29,161	0,02205	0,02371	-0,00001619	-0,00003333	5217,6	5147,2
41,474	0,02663	0,02634	+0,00000161	-0,00000066	4485,3	4516,1
46,174	0,02830	0,02729	+0,00000403	+0,00001501	4005,6	4041,9
50,062	0,02801	0,02803	+0,00002999	+0,00002982	3569,7	3570,0
54,706	0,02870	0,02887	+0,00004745	+0,00004779	3012,5	3003,8
95,327	0,03440	0,03450	+0,00028588	+0,00028493	594,5	594,2

Da eine graphische Darstellung der Abhängigkeit des α und β von p vermuthen läßt, daß sich α und β durch Gleichungen von der Form

$$\alpha = a + b p + c p^2$$

$$\beta = a_1 + b_1 p + c_1 p^2.$$

darstellen lassen, so sind zwei solche Gleichungen nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Es ergab sich

$$\alpha = 0,016288 + 0,000282621 \cdot p - 0,00000096072 \cdot p^2$$

$$\beta = \frac{1}{10} \left[-6,22668 - 0,017551 \cdot p + 0,0040048 \cdot p^2 \right].$$

Aus diesen Formeln sind die unter „berechnet“ in der dritten und fünften Columne der obigen Tabelle angegebenen Werthe von α und β berechnet.

Man sieht, daß α und β bei wachsendem Procentgehalte fortwährend im algebraischen Sinne wachsen. Es geht dabei β von negativen zu positiven Werthen über, so daß die Curven, welche die Abhängigkeit des Leitungsvermögens von der Temperatur darstellen, in zwei Gruppen zerfallen, von denen die eine der Abscissenaxe die concave, die andere die convexe Seite zuwendet. Der Uebergang von der einen zur andern Gruppe wird durch eine gerade Linie vermittelt, für welche $\beta = 0$, d. h. das Leitungsvermögen innerhalb der Beobachtungsgränzen genau der Temperatur proportional ist. Dieses tritt nach der Gleichung für β ein für den Procentgehalt 41,7.

Fig. 2, Taf. V stellt die Abhängigkeit des Leitungsvermögens von der Temperatur graphisch dar. Als Abscissen sind die Temperaturen, als Ordinaten die berechneten Werthe des Leitungsvermögens aufgetragen. Die den einzelnen Curven beigesetzten Zahlen 10, 20... geben den Procentgehalt der Säure an, für welchen jede Curve construirt ist.

Ganz ähnliche Curven hat Beetz bei der Untersuchung des Leitungsvermögens von Zinkvitriol erhalten, wie unmittelbar aus Fig. 4, Taf. I seiner Abhandlung¹⁾ zu ersehen ist. Allerdings zeigen einige seiner Curven Wendepunkte; läßt man diese indessen außer Acht, indem man den Lauf der Curven nur bis etwa 50° verfolgt, so zeigt sich ein ganz analoges Verhalten zwischen den Curven des Zinkvitriols und der Schwefelsäure, indem die Curven für die niederen Concentrationen ihre concave Seite der Coordinatenaxe zuwenden, auf welcher die Temperaturen aufgetragen sind, während die für stärkere Concentrationen ihre convexe Seite jener Axe zukehren.

Nach Berechnung der α und β ist noch an L_0 eine Correction angebracht worden. Aus den berechneten α und β wurde nämlich für jede Beobachtung des Leitungsvermögens L und der Temperatur t der Werth

$$L_0 = \frac{L}{1 + \alpha t + \beta t^2}$$

berechnet und aus den so für einen Concentrationsgrad bestimmten Zahlen L_0 das Mittel genommen. Diese Mittelwerthe sind in der letzten Columne der Tabelle S. 394 unter „berechnet“ angegeben, während die vorletzte Columne unter „gefunden“ die Werthe von L_0 enthält, wie sie die directe Berechnung der Formel für die Abhängigkeit des Leitungsvermögens von der Temperatur für jede einzelne Concentration ergab.

Mittelst der in der letzten Tabelle unter „berechnet“ angegebenen Werthe sind nun für jede der untersuchten Säuren die Werthe des Leitungsvermögens L berechnet,

1) Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 1.

welche den in Tabelle III S. 387 — 388 bezeichneten Temperaturen entsprechen. In derselben Tabelle sind unter „berechnet“ die so berechneten L angegeben. Die letzte Columnne enthält unter D die Differenzen zwischen Beobachtung und Rechnung. Es sind ferner mittelst der Formeln für α und β die Werthe von α und β für die Procentgehalte 5, 10, 15 . . . 100 berechnet und in Tabelle V S. 390 in der dritten und vierten Columnne bemerkt. In der zweiten Columnne dieser Tabelle sind die jedem Procentgehalte entsprechenden Werthe von L_0 angegeben. Durch die Zahlen der Tabelle V sind demnach alle Daten gegeben, um das Leitungsvermögen der Schwefelsäure von beliebiger Concentration und Temperatur zu berechnen.

Eine Eigenschaft der für Schwefelsäure gefundenen Temperaturcurven dürfte noch erwähnenswerth seyn; die Curven verlaufen nämlich, wenn man sie weit über die Beobachtungsgränzen hinaus fortgesetzt denkt, nahezu durch denselben Punkt der Coordinatenaxe, auf der die Temperaturen aufgetragen sind. Berechnet man nämlich aus der Gleichung $1 + \alpha t + \beta t^2 = 0$ für jede Säure den Werth t , so ergibt sich für jeden Procentgehalt p

p	t
7,729	—45,5
15,023	—45,8
20,434	—40,1
29,161	—43,9
41,474	—37,6
46,174	—35,5
50,062	—37,2
54,706	—37,1
95,327	—49,1

Ein dem vorhin beschriebenen ganz ähnliches Verfahren ist zur Herstellung einer Rechnungsmethode für das Leitungsvermögen von Salzsäure angewandt. Für die Coëf-

ficienten α der für jeden Concentrationsgrad berechneten Gleichungen $L = L_0 (1 + \alpha t)$ ergaben sich Werthe, welche nach einer graphischen Darstellung nahezu proportional sind dem specifischen Gewichte und bei wachsendem specifischen Gewichte abnehmen. Es wurde daher eine lineare Gleichung für die Abhängigkeit der Coëfficienten α vom specifischen Gewichte s berechnet. Es ergab sich

$$\alpha = 0,04294 - 0,01980 \cdot s.$$

Wie bei Schwefelsäure sind auch hier an L_0 noch Correctionen angebracht, indem statt der anfänglich berechneten Werthe L_0 solche an die Stelle gesetzt sind, welche sich für jede untersuchte Concentration als Mittel der durch den Ausdruck

$$L_0 = \frac{L}{1 + \alpha t}$$

berechneten Werthe ergaben. Die folgende Tabelle zeigt die Werthe der Coëfficienten α und L_0 in doppelten Reihen, wie dieses bei den Coëfficienten der Schwefelsäure S. 394 der Fall ist.

s	gefunden α	berechnet α	gefunden L_0	berechnet L_0
1,0300	0,02274	0,02255	2194,6	2200,3
1,0425	0,02209	0,02230	3399,8	3390,1
1,0890	0,02122	0,02138	5362,7	5351,5
1,1110	0,02114	0,02094	5515,6	5532,0
1,1395	0,02061	0,02038	5315,3	5331,8
1,1510	0,01991	0,02015	5184,2	5167,1

Aus den in dieser Tabelle unter „berechnet“ angegebenen Werthen α und L_0 sind die in Tabelle IV S. 388 unter „berechnet“ angeführten Werthe von L bestimmt. Die letzte Columne jener Tabelle giebt die Differenz zwischen Beobachtung und Rechnung an.

Aus den Formeln für α wurden die Werthe dieser Coëfficienten für die in Tabelle VI S. 390 in der ersten Columne angegebenen specifischen Gewichte berechnet.

Aus den Werthen L_0 sind ebenfalls die entsprechenden Zahlen durch Interpolation bestimmt. Die Tabelle VI enthält somit alle Daten, um innerhalb der Beobachtungsgränzen den Werth des Leitungsvermögens von Salzsäure für eine gegebene Temperatur und Concentration zu berechnen.

IV. *Untersuchung über die galvanische Polarisat-ion und die Vertheilung des Stromes in Elektrolyten; von Friedrich C. G. Müller in Osnabrück.*

(Schluß von S. 303.)

§. 4.

Amalgamirte Zinkplatten in verdünnter Schwefelsäure.

Sämmtliche Platten waren durch den Mechanikus aus Zinkblech genau rechteckig und von vorgeschriebener Breite angefertigt. Die Amalgamirung wurde kurz vor dem Gebrauche dadurch bewerkstelligt, daß die Platte 20 Sec. lang in ein Gefäß mit concentrirter Sublimatlösung getaucht, abgerieben und mit Wasser abgespült ward. So hat man es in seiner Gewalt, eine dünne, dabei aber gleichmäßige, Quecksilberschicht aufzutragen, was bei dem gebräuchlichsten Verfahren nicht der Fall ist.

I. Gutes Brunnenwasser mit etwa 1,4 Proc. reiner Schwefelsäure.

Widerstandsbestimmungen.

1) Zu Anfang der Untersuchung.

Canalbreite 8 Centm.; Tiefe 7,25. Der Widerstand eines Centimeters dieses Flüssigkeitsprismas wurde gefunden

11,40	11,20	11,12	10,94
-------	-------	-------	-------

Mittel 11,164

$$W = 8 \cdot 7,25 \cdot 11,164 = 647,51.$$

2) Nach Beendigung der letzten Reihe (8).

Breite 4 Centm.; Tiefe 7,5.

1 Centm. = 22,00 21,70 21,66 21,24
Mittel 21,76

$$W = 4 \cdot 7,5 \cdot 21,76 = 652,8.$$

1) $J=8$. Platte 16 Centm. Deren Dicke 0,1. Tiefe 7,2.

2 Elemente. Abstand der Elektroden $L=35,0$. Stellung
des Rheochords ohne Zwischenplatte $l=18,0$. $l-l' =$

7,6 8,0 8,4 8,0 8,0 8,2
Mittel 8,033

+ Correction 0,275

8,308

$$P = 132,9 \pm 1,66 \pm 0,43.$$

2) $J=8$. Platte 8 Centm. Deren Dicke 0,1. Tiefe 7,2.

3 Elemente. $L=15,9$. $l=18,0$. $l-l' =$

10,85 12,83 11,56 11,32
10,82 10,44 10,43 11,37 11,99 12,13
11,7 11,6 11,7 11,3 11,7.

Diese drei Reihen wurden hinter einander mit derselben Platte ausgeführt; vom fünften Versuch ab wurde der Elektrolyt vor jeder Bestimmung umgerührt, damit einer etwaigen Störung durch Anhäufung der Ionen vorgebeugt werde. Die drei Mittel sind

11,64 11,31 11,6
Totalmittel 11,517
+ 551

12,068

$$P = 193,09 \pm 2,41 \pm 0,86.$$

3) $J=8$. Platte 6 Centm. Dicke 0,1. Tiefe 7,2.

4 Elemente. $l=16,0$. $l-l' =$

9,8 9,4 9,37 8,97 10,34 9,99 9,6
Mittel 9,639
+ 735

10,374

$$P = 165,98 \pm 2,07 \pm 1,17.$$

Bei den Versuchen 4 — 7 diente eine neue Platte.

4) $J=10$. *Dieselbe Platte*. Tiefe 7,2. $l=12,0$. $l-l'=$

7,39 7,23 7,30 7,21 7,15 7,10

Mittel 7,230

+ 735

7,965

$P = 159,3 \pm 1,59 \pm 1,46$

Gewicht = 2.

5) $J=8$. *Platte 4 Centm.* Dicke 0,1. Tiefe 7,2.

4 Elemente. $L=10,2$. $l=14,0$. $l-l'=$

8,4 8,5 8,7 8,5 8,6 8,7

Mittel 8,566

+ 1,102

9,668

$P = 154,69 \pm 1,93 \pm 1,76$

6) $J=6$. *Die Platte der vorigen Reihe*. Tiefe 7,2.

4 Elemente. $L=14,4$. $l=16,0$. $l-l'=$

12,0 12,1 11,8 11,8

Mittel 11,925

+ 1,102

13,027

$P = 156,32 \pm 2,6 \pm 1,32$

7) $J=6$ *Platte 2 Centm.* Dicke 0,1. Tiefe 7,2.

4 Elemente. $L=7,5$. $l=12,0$. $l-l'=$

9,1 8,0 7,5 7,4 8,5 7,7 8,7 7,2

Mittel 8,012

+ 2,204

10,216

$P = 122,59 \pm 2,04 \pm 2,64$

8) Eine neue 2 Centm. Platte gab unter denselben Verhältnissen auffallender Weise ganz andere Zahlen. Nämlich $l-l'=$

13,0 12,0 11,8 13,0

Mittel 12,55

+ 2,20

14,65

$P = 175,8 \pm 2,93 \pm 2,64$

Die vorstehenden Reihen enthalten, abgesehen von der völlig widersprechenden No. 8, das ganz unerwartete Beobachtungsergebnis, daß bei einer verhältnißmäßig geringen Stromdichtigkeit ein Polarisationsmaximum vorhanden ist. Nicht allein bei geringerer, sondern auch bei größerer Dichtigkeit nimmt die Polarisation wieder ab. In Anbetracht dessen hätte ich mich auch ohne den Widerspruch der Reihe 8 ohne eine allseitige Wiederholung der Versuche mit neuer Flüssigkeit nicht beruhigen können.

Im Verlauf der Beobachtungen war soviel Zink in Lösung gekommen, daß es sich schließlich in ganz geringer Menge an den Rändern der Kathode ausschied.

II. Der Trog frisch gefüllt mit 6 Liter guten Brunnenwassers und 100 Grm. reiner Schwefelsäure.

Widerstandsbestimmung.

Canalbreite 7,1. Tiefe 7,3. Der Widerstand eines Centimeters dieses Flüssigkeitsprismas wurde gefunden zu

8,00	7,95	8,00	7,95	7,96
Mittel 7,972				

$$W = 7,1 \cdot 7,3 \cdot 7,972 = 413,188$$

9) $J=8$. Platte 16 Centm. Neu. Dicke 0,06. Tiefe 7,3. 3 Elemente. $L=42,7$. $l=18,5$. $l-l_1=$

8,8	8,85	8,9	8,85	8,9	9,0
Mittel 8,833					

+	105
	8,938

$$P = 144,01 \pm 1,8 \pm 0,27.$$

10) $J=8$. Platte 12 Centm. Neu. Dicke 0,06. Tiefe 7,3. 3 Elemente. $L=34,4$. $l=13,0$. $l-l_1=$

8,2	8,1	9,2	8,6	8,5	8,9	9,0	8,5
Mittel 8,600							

+	141
	8,741

$$P = 139,85 \pm 1,74 \pm 0,37.$$

11) $J=8$. *Platte 8 Centm.* Gebraucht aber frisch amalgamirt. Dicke 0,1. Tiefe 7,3. 3 Elemente. $L=21,7$.

$$l=13,0. \quad l-l_1=$$

9,8 9,2 8,9 9,2 9,0 9,5

Mittel 9,266

+ 353

9,619

$$P=153,9 \pm 1,9 \pm 0,56$$

12) $J=8$. *Platte 7 Centm.* Neu. Dicke 0,1. Tiefe 7,3. 3 Elemente. $L=18,6$. $l=13,0$. $l-l_1=$

8,2 8,35 7,5 7,9 7,5 7,6

Mittel 7,842

+ 400

8,242

$$P=131,87 \pm 1,6 \pm 0,64.$$

13) $J=8$. *Platte 6 Centm.* Neu. Dicke 0,09. Tiefe 7,2. 3 Elemente. $L=14,4$. $l=13,0$. $l-l_1=$

8,4 8,7 8,8 9,2 9,7 10,1 10,2 10,5

10,4 10,5 10,7 10,6 10,6 11,1 11,0

Nach der vierten und achten Bestimmung wurde die Flüssigkeit gut umgerührt. Wegen des stetigen Wachsens der Reihe stellen wir zur Uebersicht drei Partialmittel auf, aus 1 — 4, 5 — 8, 9 — 15

8,775 10,125 10,70

+ 472 + 472 + 472

9,247 10,597 11,172

$$P_I = 147,95 \quad P_{II} = 169,52 \quad P_{III} = 178,75.$$

$$P = 165,42 \pm 2,1 \pm 0,85.$$

Eine neue Platte an die Stelle der alten gesetzt, gab als Mittel aus zwei Versuchen $P=170,8$.

14) $J=8$. *Platte 4 Centm.* Neu. Dicke 0,1. Tiefe 7,2. 4 Elemente. $L=13,2$. $l=13,0$. $l-l_1=$

8,7 8,9 8,5 8,3 8,4 7,9 7,5 7,6

Mittel 8,225

+ 706

8,931

$$P=142,9 \pm 1,8 \pm 1,12.$$

Nach dem vierten Versuch wurde die Flüssigkeit umgerührt.

15) Ganz wie die vorige Reihe. Platte aber *nicht* amalgamirt. $l - l_1 =$

$$\begin{array}{cccccccc} 6,3 & 6,3 & 6,0 & 6,2 & 5,7 & 5,5 & 5,5 & 5,2 \\ & & & & & & \text{Mittel } 5,838 \\ & & & & & & + & 706 \\ & & & & & & & \hline & & & & & & & 6,544 \end{array}$$

$$P = 104,7 \pm 1,3 \pm 1,12.$$

16) $J = 4$. Platte 4 Centm. Eine halbe Stunde vorher für Reihe 15 gebraucht. Dicke 0,1. Tiefe 7,2. 3 Elemente. $L = 13,8$. $l = 15,0$. $l - l_1 =$

$$\begin{array}{ccccccc} 11,8 & 12,1 & 12,2 & 12,2 & 12,2 & 12,2 \\ & & & & \text{Mittel } 12,116 \\ & & & & + & 706 \\ & & & & & \hline & & & & & 12,822 \end{array}$$

$$P = 102,57 \pm 2,5 \pm 0,56.$$

17) Ganz wie die vorige Reihe. Die Platte aber *nicht* amalgamirt. $l - l_1 =$

$$\begin{array}{ccccccc} 10,4 & 10,5 & 10,4 & 10,4 & 10,2 & 10,0 \\ & & & & \text{Mittel } 10,316 \\ & & & & + & 706 \\ & & & & & \hline & & & & & 11,022 \end{array}$$

$$P = 88,17 \pm 2,2 \pm 0,56.$$

18) $J = 8$. Platte 12 Centm. Tags vorher für Reihe 10 benutzt und seitdem unter Wasser aufbewahrt. Dicke 0,06. Tiefe 7,2. 3 Elemente. $L = 26,7$. $l = 12,0$. $l - l_1 =$

$$\begin{array}{ccccccc} 7,8 & 7,4 & 7,6 & 7,0 & 7,4 & 7,0 & 7,0 & 6,5 & 6,8 & 6,9 \\ & & \text{Mittel } 7,44 & & 6,84 \\ & & + 141 & & + 141 \\ & & \hline & & 7,581 & & 6,981 \end{array}$$

$$P_1 = 121,8 \quad P_2 = 111,7$$

$$P = 116,5 \pm 1,46 \pm 0,37.$$

Unter denselben Verhältnissen lieferte oben Reihe 10 den Werth 139,8.

Die Resultate sämtlicher Reihen sind zur bequemeren Uebersicht in folgende Tabelle eingetragen. Die erste

Columnne enthält die Reihennummern, die zweite die Dichtigkeiten, die dritte die entsprechenden Polarisationen, die vierte die Plattenbreite, die fünfte die Intensität.

I.	1	70	133	16	8
	2	139	193	8	8
	3	185	165	6	8
	4	208	156	4	6
	5	231	159	6	10
	6	278	155	4	8
	7	416	122	2	6
	8	416	176	2	6
II.	9	69	143	16	8
	10	91	140	12	8
	18	91	116	12	8
	11	137	154	8	8
	16	137	102	4	4
	12	156	132	7	8
	13	182	165	6	8
	14	274	143	4	8
Nicht amal- gamirt.	17	137	88	4	4
	15	274	105	4	8.

Ein Blick auf diese Tabelle mit ihren unregelmäßigen Zahlen und auf die sich stetig ändernden Einzelwerthe der meisten Reihen überzeugte mich, daß die Polarisation von der Oberflächenbeschaffenheit der Platte außerordentlich beeinflusst wird. Ich suchte mich dessen auf eine einfache Weise zu versichern und stellte deshalb unmittelbar nach der letzten Reihe, bei ungeänderter Anordnung des Apparats, folgende Versuche an. Die bei der letzten Reihe benutzte quadratische 12 Centm. Platte war stets auf die nämliche Kante gestellt, ebenso war die nämliche Fläche Kathode gewesen. Die Hälfte, welche sich in der Flüssigkeit befunden, war matt geworden, während die obere noch spiegelblank war.

- 1) Die Platte wurde herausgenommen und mit der blanken Hälfte nach unten wieder eingesetzt: Die Nadel ging um 14 Mikrometertheile rückwärts, bei mehrmaliger Wiederholung sank die Differenz auf 12 Scalentheile.
- 2) Die Platte hatte wieder ihre ursprüngliche Stellung, wurde aber um ihre Verticalaxe um 180° gedreht, so daß Anode- und Kathodenfläche vertauscht waren: Die Nadel ging 5 Theile, bei drei Wiederholungen $4\frac{1}{2}$, 4, 6 Theile rückwärts.
- 3) Eine andere blanken Platte, von derselben Dimension, trieb die Nadel 18 Theile rückwärts, zeigte aber bei 4 Umdrehungen in Bezug auf vorn und hinten keinen erheblichen Unterschied.
- 4) Eine dritte, ganz wenig angegriffene Platte brachte die Nadel 9 Scalentheile rückwärts, verhielt sich sonst wie die vorige.
- 5) Bei einer vierten stärker geätzten Platte ging die Nadel 13 Theile rückwärts; die vordere und hintere Fläche verhielten sich ebenfalls gleich.

Einem Scalentheil entsprechen nun nahezu 0,4 Centm. Messdraht. Das Plus, welches sich also für die fünf einzelnen Fälle gegen den Werth 116 der letzten Reihe herausstellt, ist für

- 1) = 45
- 2) = 16
- 3) = 57
- 4) = 29
- 5) = 41.

So bestätigen diese Beobachtungen unsere Vermuthung leider zu sehr.

Ein Grund für diese Differenzen ist außer anderen in der Verschiedenheit der Adhäsion des Wasserstoffs an die Kathodenfläche zu suchen. Obgleich bei No. 2 dem Aeufsern nach kein Unterschied in der Beschaffenheit der vorderen und hinteren Fläche der Platte zu bemerken war, differirten die Polarisationen um 16 Einheiten. Als ich

dadurch aufmerksam gemacht, die emporsteigenden Gasblasen näher beobachtete, fand ich, daß die schwächer polarisirende Seite sich jedesmal mit größeren Blasen besetzte, welche beim Aufsteigen ein lautes Knistern verursachten; die andere Seite blieb frei, indem sich unzählige kleine Bläschen in dem Momente, wo sie sich bildeten, ablösten. Weitere Beobachtungen belehrten mich, daß in der Mehrzahl der Fälle an blanken Platten große Blasen auftraten. In den 4 andern Nummern traten immer große Blasen auf, deshalb hätte man nach den Erfahrungen von No. 2 eine geringere Polarisation vermuthen sollen, was jedoch nicht der Fall ist.

Ueberblicken wir nunmehr die ganze Untersuchung amalgamirter Zinkplatten in verdünnter Schwefelsäure, so ist ihr Resultat eigentlich nur ein negatives zu nennen. Man hat auch nach unseren Erfahrungen wenig Hoffnung, hier das Gesetz der Polarisation zu ermitteln, wenn man überhaupt da von einem Gesetz sprechen will, wo eine Kette von Zufälligkeiten ihren Einfluß so sehr geltend macht.

Nach unseren Experimenten glaube ich mit ziemlicher Sicherheit nur folgende Sätze aufstellen zu können.

Die erhaltenen Werthe sind größer als sie bis jetzt für die Polarisation amalgamirter Zinkplatten gefunden wurden. Svanberg¹⁾ fand sie = 0,202 Dan. Mein größter Werth (Reihe 2) ist 0,527 Dan., der kleinste (Reihe 16) 0,279 Dan., das Mittel aus sämtlichen Reihen 0,421 Dan.

Bei verhältnißmäßig geringer Dichtigkeit liegt ein Polarisationsmaximum.

Je länger eine Platte Kathode ist, um so geringer wird ihre Polarisation: Reihe 3, 4, 7, 12, 14, 18. Die Reihe 13 zeigt aber im Gegensatz hierzu eine Vermehrung.

Bei nicht amalgamirten Platten ist die Polarisation 12 — 27 Procent geringer, als bei amalgamirten.

1) Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 306.

Die Polarisation scheint nicht bloß von der Dichtigkeit des Stromes, sondern auch von der Größe der Platten abzuhängen; vgl. Reihe 11 und 16.

§. 5.

Die in diesem §. mitzutheilende Untersuchung über die Polarisation des Kupfers in verdünnter Schwefelsäure wurde ebenso ausgeführt, wie es im vorigen §. für amalgamirte Zinkplatten beschrieben. Schon vor der Ausführung dieser Untersuchung war ich mir darüber klar, daß es schwierig seyn würde, das Polarisationsgesetz aufzufinden, weil hier ebenfalls eine freilich sichtbare, aber unberechenbare Fehlerquelle Einfluß hat. Es ist ja eine bekannte Thatsache, daß aus verdünnter Schwefelsäure selbst eine Spur von aufgelöstem Kupfer an der Kathode in Gestalt eines braunen Pulvers durch den Strom ausgeschieden wird, welches der gleichzeitig entstehende Wasserstoff, wenn es sich in größerer Menge ablagert, beständig löst. Deshalb zeigten auch die Versuche, daß bei Anwendung von Kupferelektroden in verdünnter Schwefelsäure schon nach wenigen Secunden braunes Kupfer an der Kathode sichtbar wird. Daß hierdurch die polarisirende Wirkung des Wasserstoffs ausnehmend modificirt werden muß, liegt auf der Hand. In der That wurde für eine so überzogene Platte die Polarisation bedeutend geringer gefunden, als bei einer blanken. Ferner dauert der Eintritt der vollen Polarisation bei überzogener Platte einige Minuten, während sie an einer blanken stets momentan eintrat.

Die Anodenfläche überzieht sich mit einer dünnen schwarzen Schicht von Kupferoxyd. Dieses Oxyd wird unten unsere ganze Aufmerksamkeit in Anspruch nehmen, für jetzt genügt es in voraus zu bemerken, daß aus seiner Gegenwart keine elektromotorische Kraft entspringt.

Unter den besprochenen Umständen führte ich einerseits mit blanken, andererseits mit überzogenen Platten Versuchsreihen aus. Beiderlei Reihen können aber nur angenäherte Werthe geben. Im ersten Falle namentlich

kann man auch bei der raschesten Ausführung der Beobachtungen nicht vermeiden, daß sich ein wenig Kupfer niederschlägt und den Werth hinunterdrückt. Im zweiten Falle müssen durch Verschiedenheiten in der Dicke und dem Gefüge der niedergeschlagenen Kupferschicht Störungen verursacht werden.

Die Herstellung einer blanken Oberfläche der Kupferplatten geschah mittels eines Gemisches von chromsaurem Kalium und verdünnter Schwefelsäure, wie es zur Füllung von Zink-Kohle-Elementen angewandt wird. In dieser Flüssigkeit wird Kupferoxyd fast augenblicklich, aber auch reines Kupfer ziemlich schnell aufgelöst. In ein mit derselben angefülltes Becherglas wurden die Zwischenplatten nach einem jeden einzelnen Versuch 10 Sec. lang getaucht und dann in einem Wasserstrahl abgespült, worauf sie eine blanke, hellrothe Fläche zeigten.

I. Polarisation blanker Platten.

Der Trog wird gefüllt mit 6 Liter reinem Brunnenwasser und 100 Gr. reiner Schwefelsäure.

Widerstandsbestimmung.

Breite des Kanals 4 Centm. Tiefe 7,0. Der Widerstand eines Centimeters dieses Flüssigkeitsprismas wurde gefunden

17,00	17,00	16,66	16,34	16,40
				Mittel 16,68

$$W = 16,68 \cdot 4 \cdot 7 = 467,04.$$

1) $J = 8$. Platte 8 Centm. Dicke der Platte 0,1. Tiefe 7,0. 3 Elemente $L = 17,3$ $l = 26,0$ $l - l'$

$= 18,0$	17,8	18,0	18,1
----------	------	------	------

Mittel 17,975

+ 417

18,392

$$P = 294,27 \pm 3,6 \pm 0,65.$$

2) $J=8$. *Platte 6 Centm.* Dicke derselben 0,1.
 Tiefe 7,0. 3 Elemente. $L=13,4$. $l=21,0$, $l-l' =$
 $= 17,8 \quad 18,3 \quad 18,0 \quad 18,2 \quad 17,8$
 Mittel 18,020
 $+ \quad 556$
 $\hline 18,576$
 $P = 297,22 \pm 3,7 \pm 0,88.$

3) $J=8$. *Platte 4 Centm.* Dicke derselben 0,1.
 Tiefe 7,0. 3 Elemente. $L=8,5$. $l=20,5$. $l-l' =$
 $17,8 \quad 17,6 \quad 17,8 \quad 17,5 \quad 17,5$
 Mittel 17,666
 $+ \quad 834$
 $\hline 18,494$
 $P = 295,90 \pm 3,7 \pm 1,3.$

4) Einen Tag später. $J=8$. *Platte 8 Centm.* Dicke
 derselben 0,1. Tiefe 7,0. 3 Elemente. $L=16,0$. $l=19,5$.
 $l-l' =$
 $= 17,5 \quad 17,8 \quad 17,7 \quad 17,5$
 Mittel 17,625
 $+ \quad 417$
 $\hline 18,042$
 $P = 288,67 \pm 3,6 \pm 0,65.$

5) $J=4$. *Platte 8 Centm.* Dicke derselben 0,1.
 Tiefe 7,0. 2 Elemente. $L=17,9$. $l=34,0$ $l-l' =$
 $30,5 \quad 30,5 \quad 31,0 \quad 31,2 \quad 32,0$
 Mittel 31,394
 $+ \quad 417$
 $\hline 31,811$
 $P = 254,49 \pm 6,3 \pm 0,32.$

6) $J=4$. *Platte 6 Centm.* Dicke derselben 0,1. Tiefe 7,0.
 2 Elemente. $L=12,7$. $l=38,0$. $l-l' =$
 $32,0 \quad 33,3 \quad 32,5 \quad 32,7 \quad 33,5 \quad 33,8$
 Mittel 32,966
 $+ \quad 566$
 $\hline 33,522$
 $P = 268,17 \pm 6,7 \pm 0,44.$

7) $J = 4$. *Platte 4 Centm.* Dicke derselben 0,1. Tiefe 7,0. 2 Elemente. $L = 8,05$. $l = 40,0$. $l - l' =$
 33,5 34,0 33,8 34,5 32,8 32,2

Mittel 33,466

+ 834

34,300

$P = 274,4 \pm 6,8 \pm 0,65$.

II. Polarisation überzogener Platten.

Der Trog frisch gefüllt mit 6 Liter reinem Brunnenwasser und 100 Gr. reiner Schwefelsäure. Widerstand wie vorhin.

Wie in Folge der Ablagerung des braunen pulverförmigen Kupfers die Polarisation vermindert wird, ist aus folgenden beiden mit möglichster Schnelligkeit ausgeführten Reihen ersichtlich, bei denen blanke Platten eingesetzt, welche aber nicht wieder gereinigt wurden. Die erste Bestimmung hat einen Werth, wie er sich oben für blanke Platten ergab, die folgenden nehmen rasch ab, bis sie wieder constant werden.

8) $J = 8$. *Platte 8 Centm.* Dicke derselben 0,1. Tiefe 7,0. $l - l' =$

= 18,0 17,5 17,0 15,8 15,8 16,0.

9) $J = 8$. *Platte 6 Centm.* Dicke derselben 0,1. Tiefe 7,0. $l - l' =$

17,5 16,3 14,8 14,5 14,5 14,5.

Der Unterschied zwischen dem ersten und letzten Werthe beträgt bei der ersteren Reihe 32, bei der letzteren Reihe 40 Einheiten.

Bei den nunmehr folgenden Reihen wurde gemäß der im Eingange dieses §. besprochenen Thatsache vor einem jeden Versuche mindestens 4 Minuten auf das Eintreten des Polarisationsmaximums gewartet. Als ich bei einer Reihe gleich nach der Ruhestellung der Nadel die Ableseung vorgenommen hatte, erhielt ich einen um 6 Proc. geringeren Werth.

10) $J=8$. *Platte 4 Centm.* Dicke 0,1 Tiefe 7,0. 3 Elemente. $L=9,0$. $l=18,0$. $l-l'=$

$$\begin{array}{r}
 = 16,0 \quad 16,0 \quad 16,0 \quad 15,8 \\
 \text{Mittel } 15,95 \\
 + \quad 834 \\
 \hline
 16,784
 \end{array}$$

$$P = 268,54 \pm 3,3 \pm 1,3.$$

11) $J=8$. *Platte 8 Centm.* Dicke 0,1. Tiefe 7,0
3 Elemente. $L=15,8$. $l=19,0$. $l-l'=$

$$\begin{array}{r}
 16,0 \quad 15,8 \quad 15,4 \quad 15,2 \\
 \text{Mittel } 15,6 \\
 + \quad 417 \\
 \hline
 16,017
 \end{array}$$

$$P = 256,27 \pm 3,2 \pm 0,65.$$

Sofort nach dieser Reihe wurden der Flüssigkeit noch 50 Gr. Schwefelsäure hinzugesetzt, so daß das Verhältniß $\frac{1}{16}$ war. Die Widerstandsbestimmung folgt unten.

12) $J=8$. *Platte des vorigen Versuchs.* Tiefe 7,1.
3 Elemente. $L=17,9$. $l=39,0$. $l-l'=$

$$\begin{array}{r}
 15,2 \quad 15,0 \quad 16,1 \quad 16,6 \quad 15,8 \quad 15,8 \\
 \text{Mittel } 15,75 \\
 + \quad 289 \\
 \hline
 16,048
 \end{array}$$

$$P = 256,77 \pm 3,2 \pm 0,65.$$

Dieser Werth stimmt genau mit dem der vorigen Reihe, die Vermehrung des Säuregehalts war also ohne Einfluß auf die GröÙe der Polarisation.

13) $J=12$. *Platte 8 Centm.* Dicke 0,1. Tiefe 7,1.
 $L=13,85$. $l=16,5$. $l-l'=$

$$\begin{array}{r}
 10,5 \quad 10,5 \quad 10,5 \quad 10,5 \\
 \text{Mittel } 10,5 \\
 + \quad 298 \\
 \hline
 10,798
 \end{array}$$

$$P = 259,15 \pm 2,2 \pm 0,7.$$

14) $J = 12$. *Platte 6 Centm.* Dicke 0,1. Tiefe 7,1.
3 Elemente. $L = 10,4$. $l = 14,0$. $l - l' =$

10,9	10,8	10,6	10,6	10,6
Mittel 10,7				
+ 397				
11,097				

$$P = 266,33 \pm 2,2 \pm 0,96.$$

15) $J = 12$. *Platte 4 Centm.* Dicke 0,1. Tiefe 7,1.
3 Elemente. $L = 7,4$. $l = 12,2$. $l - l' =$

11,4	11,0	11,2	10,9	10,8
Mittel 11,06				
+ 596				
11,656				

$$P = 297,74 \pm 2,3 \pm 1,44.$$

Folgende vier Reihen wurden zwei Tage später mit derselben Flüssigkeit ausgeführt. Während dieser Zeit hatte sich von dem Kupferpulver, welches bei den früheren Versuchen von den Kathoddeflächen in den Kasten gefallen war, so viel aufgelöst, daß die Flüssigkeit hellblau aussah. Die erhaltenen Werthe sind in Folge dessen gegen die vorigen geringer, können aber unter sich ebenso gut verglichen werden.

16) $J = 16$. *Platte 8 Centm.* Dicke 0,1 Tiefe 7,0.
4 Elemente. $L = 13,3$. $l = 11,0$. $l - l' =$

7,8	8,0	7,8	7,85
Mittel 7,862			
+ 298			
8,160			

$$P = 261,12 \pm 1,6 \pm 0,9.$$

17) $J = 12$. *Platte 8 Centm.* Dicke 0,1. Tiefe 7,0.
4 Elemente. $l = 11,4$. $l - l' =$

9,9	9,85	9,9	9,9
Mittel 9,888			
+ 298			
10,186			

$$P = 244,46 \pm 2,0 \pm 0,7.$$

18) $J=8$. *Platte 8 Centm.* Dicke derselben 0,1.
Tiefe 7,0. 3 Elemente. $L=23,8$. $l=1,70$. $l-l' =$

14,5	14,3	14,5	14,5
Mittel 14,45			
+ 298			
14,749			

$$P = 235,96 \pm 2,9 \pm 0,5.$$

19) $J=4$. *Platte 8 Centm.* Dicke derselben 0,1.
Tiefe 7,0. 2 Elemente. $l=29,0$. $l-l' =$

26,0	25,5	26,0	26,3
Mittel 25,95			
298			
26,248			

$$P = 209,98 \pm 5,2 \pm 0,2.$$

Widerstandsbestimmung.

Breite des Kanals 8,2. Tiefe 7,0. Der Widerstand eines halben Centimeters dieses Flüssigkeitsprismas wurde gefunden

3,00	2,93	3,04	2,96
Mittel 2,982			

$$W = 2 \cdot 2,982 \cdot 8,2 \cdot 7,0 = 342,33.$$

Die Resultate sämtlicher Reihen sind in folgenden drei Tabellen zusammengestellt. Die erste Columnne giebt die Reihennummern, die zweite die Dichtigkeiten, die dritte die gefundenen Polarisationswerthe, die vierte enthält die nach alsbald aufzustellenden Gleichungen berechneten Werthe.

I.

5	71	254	254
6	91	268	264
7	143	274	285
4	143	289	
1	143	294	
2	190	297	
3	286	296.	

II.

11	143	256	256,5
12	143	257	256,5
13	213	259	262,2
14	286	266	268,2
10	286	269	268,2
16	429	280	279,5.

III.

19	71	210	210
18	143	236	227
17	214	244	244
16	286	261	261.

Ein Blick auf diese Zahlen läßt deren grofse Regelmäßigkeit erkennen. Wohl beweisen die niedrigeren Werthe der dritten Tabelle, daß in Folge der Auflösung von Kupfer die Polarisation geringer wird, wie es nach den Auseinandersetzungen zu Anfang dieses §. zu erwarten war; trotzdem zeigen die kurz hintereinander ermittelten Zahlen das einfache Gesetz: *Die Polarisation ist eine lineare wachsende Function der Stromdichtigkeit.* Aus folgenden drei linearen Gleichungen sind dann auch die Werthe der vierten Columnne berechnet, deren Abweichungen von den gefundenen Werthen mit alleiniger Ausnahme der No. 18 die Fehlergränze nicht überschreiten.

$$1) \quad P = 0,444 D + 222$$

$$2) \quad P = 0,080 D + 245$$

$$3) \quad P = 0,237 D + 193.$$

Die Zahlen der ersten Tabelle für blankes Kupfer sind, wie oben erklärt, am wenigsten zuverlässig. Bemerkenswerth ist, daß für die Dichtigkeiten 190 und 286 die Polarisation nahezu gleich gefunden wurde. Daraus folgt, daß ungefähr bei der Dichtigkeit 200 das absolute Polarisations-Maximum für blankes Kupfer erreicht ist, nämlich 296 oder 0,809 Daniell. Fast dieselbe Zahl, nämlich

0,79 Dan., erhielt Svanberg für eine polirte Kupferplatte ¹⁾).

Die Thatsache, daß den Tabellen 2 und 3 gemäß die Polarisation an mit pulverigem Kupfer überzogenen Platten geringer ist, könnte man ebenfalls versucht seyn in Zusammenhang mit der Beobachtung Svanberg's zu bringen, daß für galvanisch überzogene Kupferplatten das Polarisations-Maximum nur 0,52 Dan. ist. Mein höchster Werth, welcher noch nicht einmal Maximalwerth ist, beläuft sich aber auf 0,765 Dan.

Nicht zu übersehen ist, daß nach Gleichung 3 P dreimal rascher wächst, als nach Gleichung 2. Die absoluten Minima 245 und 193 sind für beide Gleichungen ebenfalls wesentlich verschieden. Möglicherweise hätten dahin zielende ausgedehntere Versuchsreihen auch das Gesetz dieser Abweichungen ausfindig machen können.

§. 6.

Die Untersuchungen des vorigen §. haben uns bewiesen, daß die an Kupferplatten in verdünnter Schwefelsäure auftretende Polarisation einem höchst einfachen Gesetze gehorcht. Trotzdem war es nicht möglich längere unter sich vergleichbare Beobachtungsreihen auszuführen, weil der Elektrolyt in Folge der Versuche störende Veränderungen erleiden muß. Ich nahm deshalb darauf Bedacht, unter Beibehaltung der Kupferplatten eine Flüssigkeit in Anwendung zu bringen, die mit diesem Uebelstande nicht behaftet wäre. Ich wählte eine mit Schwefelsäure versetzte Kupfervitriollösung. Es wurden 550 Gr. Vitriol in 6 Liter Wasser gelöst und mit 120 Gr. reiner Schwefelsäure vermischt. Leider zeigte es sich später, daß die Säure durch Wasseranziehung etwas verdünnt gewesen war, weshalb es in Wirklichkeit nicht ganz 120 Gr. SO_4H_2 waren. Der Widerstand dieser Flüssigkeit wurde = 474,7 gefunden. Wenn der Strom die Dichtigkeit 280 nicht überschreitet, setzt sich an der Kathode das Kupfer

1) Pogg. Ann. LXXIII, 304.

in Gestalt eines zusammenhängenden hellrothen Niederschlags ab. Selbst nach fünfständigem Durchleiten des Stroms liefs sich keine Spur von Wasserstoffgas entdecken. Trotzdem findet eine nicht unbedeutende Polarisation statt, deren Erforschung die Aufgabe nachfolgender Versuchsreihen ist.

Ich bemerke noch, dafs bei einem Ueberschreiten der Dichtigkeit 280 sich das Kupfer an der Kathode als braunes Pulver abscheidet, wobei jedoch Wasserstoff auch nicht sichtbar wird.

Die Anode zeigt, übereinstimmend mit ihrem Verhalten in verdünnter Schwefelsäure, stets einen dünnen Ueberzug von Kupferoxyd. Die Polarisation erreicht fast momentan ihre volle Stärke.

Widerstandsbestimmung.

Canalbreite 8,1. Tiefe 7,4. Der Widerstand eines halben Centimeters dieses Flüssigkeitsprismas wurde gefunden

$$\begin{array}{cccc} 3,966 & 4,000 & 3,940 & 3,933 \\ \text{Mittel} & 3,9598 \\ W = 2 \cdot 3,9598 \cdot 8,1 \cdot 7,4 = & 474,7. \end{array}$$

I. Eine 6 Centm. Platte; deren Dicke 0,1. Tiefe 7,0.

$$1) J = 2. \quad 1 \text{ Element.} \quad L = 23,6. \quad l = 20,5. \quad l - l' = 15,5 \quad 15,5$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 15,5 \\ + \quad 565 \\ \hline 16,750 \end{array}$$

$$P = 64,22 \pm 3,2 \pm 0,2$$

$$\text{Gewicht} = \frac{1}{2}.$$

$$2) J = 4. \quad 2 \text{ Elemente.} \quad L = 25,8. \quad l = 18,9. \quad l - l' = 8,7 \quad 9,0 \quad 8,8 \quad 8,8$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 8,825 \\ + \quad 556 \\ \hline 9,381 \end{array}$$

$$P = 75,05 \pm 1,9 \pm 0,4.$$

$$3) J = 6. \quad 3 \text{ Elemente.} \quad L = 24,3. \quad l = 11,5. \quad l - l' =$$

$$\quad \quad \quad 6,7 \quad \quad 6,5 \quad \quad 6,5$$

$$\text{Mittel } 6,566$$

$$+ \quad 556$$

$$\hline 7,122$$

$$P = 85,46 \pm 1,4 \pm 0,7.$$

$$4) J = 8. \quad 3 \text{ Elemente.} \quad L = 17,2. \quad l = 11,0 \quad l - l' =$$

$$\quad \quad \quad 5,8 \quad \quad 5,6 \quad \quad 5,5 \quad \quad 5,7$$

$$\text{Mittel } 5,65$$

$$+ \quad 556$$

$$\hline 6,206$$

$$P = 99,30 \pm 1,5 \pm 0,8.$$

$$5) J = 10. \quad 3 \text{ Elemente.} \quad L = 13,65. \quad l = 7,0. \quad l - l' =$$

$$\quad \quad \quad 5,1 \quad \quad 4,9 \quad \quad 4,8 \quad \quad 5,3$$

$$\text{Mittel } 5,05$$

$$+ \quad 556$$

$$\hline 5,606$$

$$P = 112,1 \pm 1,1 \pm 1,1.$$

$$6) J = 12. \quad 3 \text{ Elemente.} \quad l = 7,0. \quad l - l' =$$

$$\quad \quad \quad 4,8 \quad \quad 5,0 \quad \quad 5,0 \quad \quad 4,7$$

$$\text{Mittel } 4,875$$

$$+ \quad 556$$

$$\hline 5,431$$

$$P = 130,34 \pm 1,1 \pm 1,4.$$

Bei der letzten Beobachtungsreihe fing die Platte an sich oben mit braunem pulverigen Kupfer zu bedecken. Als ich den Strom noch zu steigern versuchte, wurde die Kathodenfläche ganz braun. Dabei zeigte es sich, daß die Polarisation ihre volle Stärke erst nach und nach erreichte, ziemlich unconstant war und stärker, als es sich nach den vorhergehenden Reihen erwarten liefs, nämlich ungefähr 160 bei der Intensität 14.

Die Platte wurde mit einem Leinwandlappen abgerieben und von Neuem bei geringerer Stromdichtigkeit als Zwischenplatte zu Polarisationsbestimmungen benutzt. Folgende drei Reihen konnten ausgeführt werden, ohne daß

die braune Farbe wieder völlig in hellroth übergang. Die erhaltenen Werthe sind dabei geringer, als die der entsprechenden Nummern 2, 4, 5.

$$7) J = 10. \quad 3 \text{ Elemente.} \quad L = 14,3. \quad l = 7,0. \quad l - l'$$

$$4,2 \quad 4,5 \quad 4,5 \quad 4,6$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 4,45 \\ + \quad 556 \\ \hline 5,006 \end{array}$$

$$P = 100,12 \pm 1,0 \pm 1,1.$$

$$8) J = 8. \quad 3 \text{ Elemente.} \quad L = 18,2. \quad l = 10,0. \quad l - l'$$

$$5,0 \quad 5,1 \quad 5,0$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 5,033 \\ + \quad 566 \\ \hline 5,589 \end{array}$$

$$P = 89,44 \pm 1,1 \pm 0,8.$$

$$9) J = 4. \quad 2 \text{ Elemente.} \quad L = 25,8. \quad l = 18,0. \quad l - l'$$

$$7,5 \quad 8,3 \quad 8,1$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 7,966 \\ + \quad 556 \\ \hline 8,522 \end{array}$$

$$P = 68,17 \pm 1,7 \pm 0,4.$$

II. Eine 8 Centm. Platte. Deren Dicke 0,1. Tiefe 7,0.

$$10) J = 4. \quad 1 \text{ Element.} \quad L = 11,45. \quad l = 11,3. \quad l - l'$$

$$9,3 \quad 9,2 \quad 9,4 \quad 9,4$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 9,325 \\ + \quad 417 \\ \hline 9,742 \end{array}$$

$$P = 77,93 \pm 1,9 \pm 0,3.$$

Gewicht $= \frac{1}{2}$.

$$11) J = 6. \quad 2 \text{ Elemente.} \quad L = 17,7. \quad l = 11,5. \quad l - l'$$

$$6,2 \quad 6,4 \quad 6,6 \quad 6,5 \quad 6,7 \quad 6,7$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 6,517 \\ + \quad 417 \\ \hline 6,934 \end{array}$$

$$P = 83,21 \pm 1,3 \pm 0,4.$$

$$12) J = 8. \quad 2 \text{ Elemente.} \quad L = 12,7. \quad l = 9,5. \quad l - l' \\ 5,6 \quad 5,7 \quad 5,5 \quad 5,4$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 5,55 \\ + \quad 417 \\ \hline 5,967 \end{array}$$

$$P = 95,47 \pm 1,2 \pm 0,7.$$

$$13) J = 10. \quad 3 \text{ Elemente.} \quad L = 16,0. \quad l = 10,0. \quad l = l' \\ 4,7 \quad 4,8 \quad 4,7 \quad 4,7$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 4,725 \\ + \quad 417 \\ \hline 5,142 \end{array}$$

$$P = 102,84 \pm 1,0 \pm 0,8.$$

$$14) J = 12. \quad 3 \text{ Elemente.} \quad L = 13,4. \quad l = 7,2. \quad l - l' \\ 4,2 \quad 4,1 \quad 4,2 \quad 4,2$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 4,175 \\ + \quad 417 \\ \hline 4,592 \end{array}$$

$$P = 110,21 \pm 0,9 \pm 1,0.$$

$$15) J = 16. \quad 3 \text{ Elemente.} \quad L = 9,3. \quad l = 7,0 \quad l - l' \\ 3,7 \quad 4,1 \quad 4,1 \quad 4,0$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 3,975 \\ + \quad 417 \\ \hline 4,392 \end{array}$$

$$P = 140,54 \pm 0,9 + 1,3.$$

Die Platte bedeckte sich oben 1,5 Centm. weit mit pulverigem Kupfer. Schon bei der Intensität 14 zeigte sich ein etwas dunklerer Farbenton.

III. Eine 4 Centm. Platte. Deren Dicke 0,1; Tiefe 7,0

$$16) J = 4. \quad 2 \text{ Elemente.} \quad L = 15,7. \quad l = 13,5. \quad l - l' = \\ 10,2 \quad 10,2 \quad 10,5 \quad 10,6$$

$$\begin{array}{r} \text{Mittel } 10,375 \\ + \quad 843 \\ \hline 11,209 \end{array}$$

$$P = 89,67 \pm 2,2 \pm 0,7.$$

$$17) J = 6. \quad 3 \text{ Elemente.} \quad L = 13,7. \quad l = 12,0. \quad l - l_i =$$

9,0	9,2	8,8	8,8
-----	-----	-----	-----

Mittel 8,950

+ 834

9,784

$$P = 117,41 \pm 1,9 \pm 1,0.$$

Gewicht = $\frac{1}{2}$.

Ein Drittel der Platte hatte sich oben mit braunem Kupfer bedeckt.

IV. Eine 12 Centm. Platte. Deren Dicke 0,1; Tiefe 0,7.

$$18) J = 2. \quad 1 \text{ Element.} \quad L = 41,2. \quad l = 16,0. \quad l - l_i =$$

13,2	13,8	14,0	14,3	13,8	14,0
------	------	------	------	------	------

Mittel 14,850

+ 278

14,128

$$P = 56,512 \pm 2,8 \pm 0,1.$$

$$19) J = 4. \quad 2 \text{ Elemente.} \quad L = 42,4. \quad l = 13,5. \quad l - l_i =$$

8,8	8,5	8,7	8,5
-----	-----	-----	-----

Mittel 8,625

+ 278

8,903

$$P = 71,12 \pm 1,8 \pm 0,2.$$

V. Eine 16 Centm. Platte. Deren Dicke 0,1; Tiefe 7,0.

$$20) J = 2. \quad 1 \text{ Element.} \quad L = 46,7. \quad l = 24,5. \quad l - l_i =$$

12,8	12,5	11,8	12,0	12,5	12,5
------	------	------	------	------	------

Mittel 12,350

+ 208

12,558

$$P = 50,23 \pm 2,5 \pm 0,1..$$

$$21) J = 4. \quad 2 \text{ Elemente.} \quad L = 46,7. \quad l = 25,0. \quad l - l_i =$$

8,0	7,8	8,2	8,3
-----	-----	-----	-----

Mittel 8,075

+ 208

8,283

$$P = 66,26 \pm 1,6 \pm 0,2.$$

Zur Uebersicht stellen wir in folgenden zwei Tabellen die mit der 6 Centm. und der 8 Centm. Platte erhaltenen Werthe zusammen. Wie früher enthält die erste Columne die Reihennummern, die zweite die Stromdichtigkeiten, die dritte die Polarisation, wie sie durch den Versuch, die vierte, wie sie durch Rechnung gefunden wurde.

I.	1	48	64	64,0
	2	95	75	76,0
	3	143	85	87,7
	4	190	99	99,5
	5	238	112	111,5
	6	286	130	123,4.

II.	10	71	78	75,7
	11	107	83	84,7
	12	143	95	93,7
	13	178	103	102,5
	14	214	110	111,5
	15	296	140	129,3.

Die Zahlen beweisen, daß auch für die Polarisation einer Kupferplatte in mit Schwefelsäure versetzter Kupfervitriollösung dasselbe einfache Gesetz besteht, welches sich oben für die nämlichen Platten in verdünnter Schwefelsäure offenbarte: Die Polarisation ist wieder eine lineare Function der Dichtigkeit. Aus den Gleichungen

$$\text{I. } P = 0,25 D + 52$$

$$\text{II. } P = 0,25 D + 58$$

sind die Werthe der vierten Columne berechnet, welche mit den gefundenen gut übereinstimmen. Wenn der letzte Werth jeder Tabelle etwas zu hoch gefunden wurde, so liegt der Grund in dem S. 407 näher untersuchten Umstande, daß sich die Platte in Folge der großen Dichtigkeit mit braunem, pulverigem Kupfer überzog.

Auffallend ist, daß nach Ausweis der Gleichungen für die 8 Centm. Platte alle Werthe um 6 Einheiten größer sind. Jedenfalls wird diese Differenz auf irgend eine Aen-

derung der äußeren Umstände zurückzuführen seyn, zumal die in der zweiten Tabelle verzeichneten Werthe einen Tag später gefunden wurden. Da ich keine bestimmte Ursache aufzufinden vermochte, nahm ich an, die Wahrheit würde in der Mitte liegen und

$$P = 0,25 D + 55.$$

Zur Beruhigung stellte ich aber noch die unter No. 16 verzeichnete Versuchsreihe mit einer 4 Centm. Platte an. Der dort für die Dichtigkeit 143 gefundene Werth 90 liegt, wie ein Blick auf die Tabellen zeigt, wirklich in der Mitte.

Das absolute Minimum liegt demgemäß bei 55. Um auch mittelst des Versuchs dem Minimum möglichst nahe zu kommen, wurden die Reihen 18 — 21 ausgeführt, die allerdings wegen der benutzten schwachen Ströme keine scharfen Resultate gaben. Man fand für die vier Dichtigkeiten 18, 24, 36, 48 die Werthe 50, 56, 66, 71, deren Mittel um 2 Einheiten zu gering ist.

§. 7.

Der vorige §. lehrte uns die bemerkenswerthe Thatsache kennen, daß in einer angesäuerten Kupfervitriollösung Kupferelektroden polarisirt werden, ohne daß an der Kathode eine Spur von Wasserstoff ausgeschieden wird. Es bestätigte sich dabei das Gesetz

$$P = 0,25 D + 55.$$

Es liegt nun die Vermuthung sehr nahe, daß nur die anwesende Schwefelsäure die Polarisation bedingt. Zur vollständigen Lösung der Frage mußten deshalb die Versuche zuerst mit säurefreier Kupfervitriollösung wiederholt werden und weiter mit derselben Lösung nach Zusatz von stets zu vergrößernden Schwefelsäuremengen. Die ange-deutete Untersuchung ist in diesem §. enthalten. Leider ist zu bemerken, daß dieselbe durch einen plötzlich ausgebrochenen Sturm, welcher das Gebäude erschütterte, gestört wurde. Daher haben die Bestimmungen zum großen

Theil das Gewicht $\frac{1}{3}$. Die Umstände gestatten es mir nicht, alsbald eine Wiederholung an einem ruhigen Tage vorzunehmen.

Zur Herstellung einer säurefreien Kupfervitriollösung waren 930 Gr. ausgesuchte grofse Krystalle in 6 Liter Wasser gelöst. Diese Lösung wurde zwei Stunden lang mit frisch gefälltem und gut ausgewaschenem kohlensauren Kupfer erhitzt, von dem sich auch eine erhebliche Menge unter Entwicklung von Kohlensäure löste. Die so behandelte Lösung setzt beim Erkalten stets ein grünes in verdünnter Schwefelsäure lösliches Pulver ab, welches basisches Salz ist.

I. Reine Kupfervitriollösung.

Widerstandsbestimmung.

Canal 8 Centm. breit, 7 Centm. tief. Der Widerstand eines halben Centimeters dieses Prismas wurde gefunden

13,5 13,0 12,7

Mittel 13,06

$$W = 2 \cdot 7,0 \cdot 8,0 \cdot 13,06 = 1462,7.$$

$J = 10$. Platte 8 Centm. Dicke 0,1. Tiefe 7,0 4 Elemente. $L = 10,2$. $l = 3,6$. $l - l_1 =$

0,5 0,5 0,6 0,7 0,8

Mittel 0,62

+ 1,306

1,926

$$P = 38,52 \pm 0,38 \pm 2,6$$

Gewicht $= \frac{1}{3}$.

Die Anodefläche hatte sich mit einem gelbgrünen Pulver überzogen.

II. $5\frac{1}{2}$ Liter der Vitriollösung mit 10 Gr. Schwefelsäure.

Widerstandsbestimmung.

Kanal 8 Centm. breit, 7 Centm. tief.

11,0 10,5

Mittel 10,75

$$W = 2 \cdot 7,0 \cdot 8,0 \cdot 10,75 = 1204,0.$$

$J = 10$. Platte 8 Centm. Dicke 0,1. Tiefe 7,0. 4 Elemente. $L = 10,85$. $l = 8,0$. $l - l_1 =$

3,0 2,5 2,5 1,8 2,2

Mittel 2,4

+ 1,075

3,475

$$P = 69,5 \pm 0,69 \pm 2,1.$$

Gewicht = $\frac{1}{2}$.

Die Anodefläche überzog sich alsbald mit einer dünnen Schicht schwarzen Kupferoxyds.

III. $5\frac{1}{2}$ Liter der Vitriollösung mit 30 Gr. Schwefelsäure

Widerstandsbestimmung.

Verhältnisse wie vorhin.

0,5 = 7,9 8,2

Mittel 8,05

$$W = 2 \cdot 7,0 \cdot 8,0 \cdot 8,05 = 901,6.$$

$J = 10$. Platte 8 Centm. Dicke 0,1. Tiefe 7,0. 4 Elemente. $L = 14,05$. $l = 8,0$. $l - l_1 =$

3,5 3,3 3,4 3,2 3,4

Mittel 3,36

+ 901

4,261

$$P = 85,22 \pm 0,8 \pm 1,8.$$

IV. $5\frac{1}{2}$ Liter der Vitriollösung mit 50 Gr. Schwefelsäure

Widerstandsbestimmung.

Verhältnisse wie vorhin.

0,5 = 7,5 7,6 6,9

Mittel 7,33

$$W = 2 \cdot 7,0 \cdot 8,0 \cdot 7,33 = 821,0.$$

$J = 10$. Platte 8 Centm. Dicke 0,1 Tiefe 7,0. 3 Elemente. $L = 13,25$. $l = 4,5$. $l - l_1 =$

3,6 3,5 3,6 3,5

Mittel 3,55

+ 821

4,371

$$P = 87,4 \pm 0,78 \pm 1,6.$$

Von den vorstehenden Beobachtungsreihen liefert I un-
streitig das am schwierigsten zu deutende Resultat. Ich
hatte fest erwartet, daß die Polarisirung gleich Null seyn
würde. Vielleicht ist die beobachtete nur als Uebergangs-
widerstand zu deuten, bewirkt durch den dünnen, auf der
Anode abgeschiedenen grünlichen Niederschlag. Trotzdem
ich nicht verbürgen kann, ob die Lösung nicht mit einer
Spur von schwefelsaurem Ammonium verunreinigt war,
wenn solches nicht vollständig aus dem durch Fällung mit
kohlsaurem Ammonium dargestellten kohlensauren Kup-
fer ausgewaschen war; trotzdem vielleicht die Möglichkeit
vorliegt, daß durch das Ausscheiden des oben erwähnten
basischen Salzes ein wenig freie Säure regenerirt war, bin
ich der Meinung, und der nächste §. wird dieselbe ein-
gehender begründen, daß an der Kathode keine Wasser-
stoffschicht erzeugt und neben dem Kupfervitriol kein
Wasser zersetzt worden ist. Denn bei Anwesenheit der
geringsten Menge freier Säure, sowie auch in einer Lö-
sung von käuflichem Vitriol, überzieht sich die Anode
mit schwarzem Kupferoxyd, was bei Reihe I nicht der
Fall ist. So viel steht jedenfalls fest, daß es nicht leicht
seyn wird, eine nicht polarisirende Vitriollösung herzu-
stellen. Deshalb sind an dieser Stelle die Versuche von
Buff¹⁾ nicht zur Vergleichung heran zu ziehen; die be-
treffende Abhandlung spricht ja nur einfach von „dem
Kupfervitriol“, einer Reinigung geschieht keine Erwäh-
nung.

Sehr leicht sind die Werthe der folgenden Reihen zu
deuten. Die Zunahme der Polarisirung ist der Zunahme
des Leitungsvermögens proportional. Der Zusammenhang
zwischen Polarisirung und Widerstand wird demgemäß
ausgedrückt durch die lineare Gleichung

$$P = 128 - 0,05 W.$$

Die daraus für die Reihen II — IV berechneten Grö-
ßen sind 68, 83, 87; gefunden wurden 69, 85, 87. Das
absolute Minimum erhalten wir, wenn gar keine Schwefel-

1) Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 507.

säure zugesetzt, also $W = 1463$ (s. No. I). Die Gleichung liefert für diesen Fall $P = 55$. Genau dieselbe Zahl erhielten wir im vorigen §. für das Maximum der Polarisation. Die Uebereinstimmung mit dem vorigen § wird noch auffallender, wenn wir den Widerstand 475, welcher die daselbst angewandte Flüssigkeit hatte, in unsere Gleichung einsetzen; dann wird $T = 104$. Die in Reihe 13 des vorigen §. für dieselbe 8 Ctm.-Platte bei der gleichen Intensität 10 gefundene Polarisation beträgt 103.

Ich brauche kaum darauf aufmerksam zu machen, daß die Vermehrung des Leitungsvermögens der hinzugefügten Schwefelsäuremenge nicht proportional ist, sondern erst rasch, dann langsamer erfolgt.

Das ganze für die Polarisation von Kupferplatten in angesäuerter Vitriollösung bestehende Gesetz ist also enthalten in den beiden einfachen Gleichungen

$$P = a_{11} D + 55$$

$$P_{(D_0)} = a_{22} - a_{21} W.$$

Die erste Gl. ist durch eine Polarisationsbestimmung numerisch bestimmt; die zweite durch den Widerstand der Vitriollösung ohne Zusatz von Schwefelsäure, durch den Widerstand der Lösung mit Schwefelsäure und die dabei auftretende Polarisation; eine zweite Polarisationsbestimmung ist deshalb überflüssig, weil, wie gesagt, auch für die zweite Gleichung das absolute Minimum gleich 55 ist. Nicht zu übersehen ist natürlich, daß sich das P der zweiten Gleichung nur auf ein und dieselbe Stromdichtigkeit D , bezieht. Da wir im §. 5 auch für Kupferplatten in verdünnter Schwefelsäure dasselbe Gesetz, welches in der ersten Gleichung ausgesprochen ist, gefunden haben, könnten wir versucht seyn, es als allgemein gültig für jede normale und ungestörte Polarisation hinzustellen in Gestalt der höchst einfachen Formel

$$\frac{dP}{dD} = c_1.$$

Eine ähnliche Allgemeinheit wird sich im folgenden §.

auch für die zweite Gleichung wahrscheinlich machen.
Also

$$\frac{dP(v)}{dW} = -c_2.$$

§. 8.

Wir erinnern uns der im §. 2 genauer besprochenen Einrichtung des doppelten Commutators. Derselbe kann einmal dienen, um etwaige Ungleichheiten in der Polarisation zweier gleichen Elektroden äußerst scharf wahrzunehmen, zweitens sollte er benutzt werden, um die Unterschiede der Polarisationen an Elektroden verschiedener Grösse zu ermitteln. Haben wir z. B. auf der Rückseite gut gefirnisste Kupferelektroden in verdünnter Schwefelsäure, von denen die Kathode noch einmal so groß ist, als die Anode, so muß beim Hindurchleiten eines Stroms die Dichtigkeit an der kleinen noch einmal so groß seyn, als an der großen. Commutiren wir jetzt, so werden Anode und Kathode bei sonst völlig gleichen Verhältnissen vertauscht; der Wasserstoff wird bei verdoppelter Dichtigkeit entbunden; die Polarisation muß eine größere seyn, und die Galvanometer-Nadel geht zurück. Durch Ausschalten einer Drahtlänge l kann die erste Intensität wieder hergestellt werden. Es ist leicht einzusehen, daß das Product von l in die Intensität gleich der Differenz zwischen den Polarisationen an der kleinen und großen Platte ist. Denn

$$J = \frac{E - p_1}{W}$$

$$J = \frac{E - p_2}{W - l}$$

$$p_2 - p_1 = lJ.$$

Ist nun irgend ein p nach der in den letzten §§. angewandten Methode genau bekannt, so wäre es ein leichtes, durch das soeben besprochene Verfahren für alle andere Dichtigkeiten die Polarisationswerthe successive zu bestimmen. In der That habe ich eine Anzahl derartiger

Messungen neben den obigen ausgeführt und stets Werthe erhalten, welche, so gut man es erwarten konnte, mit den Reihen übereinstimmten. Auch habe ich so unter anderm nachgewiesen, daß für überzogene Kupferplatten in verdünnter Schwefelsäure das Polarisationsmaximum mit der Dichtigkeit 400 erreicht ist, indem ich mittels einer 8 Ctm.- und einer 4 Ctm.-Platte einen Strom von der Intensität 20 hindurch leitete. So oft ich commutirte, fand keine Differenz der Intensitäten statt.

So einfach dieses Verfahren auch erscheinen muß, so ist es für Kupferplatten wenigstens nicht brauchbar wegen des mehrfach berührten und jedem Physiker bekannten Umstands, daß sich auf der Anode stets eine dünne Schicht Kupferoxyd bildet. Gleich der erste Commutationsversuch ergab die Thatsache, *daß das Kupferoxyd durch den galvanischen Wasserstoff zu Kupfer reducirt wird.* Ich commutirte nämlich, nachdem der Strom mittels gleicher Elektroden eine Zeit lang durch verdünnte Schwefelsäure gegangen war. Zu meinem Erstaunen ging die Nadel bedeutend vorwärts, blieb eine Minute lang ruhig stehen und kehrte dann in wenigen Secunden nahezu auf die alte Stelle zurück. Ich wiederholte den Versuch und beobachtete die mit Kupferoxyd bekleidete Kathode. Es zeigte sich, daß zuerst gar kein Wasserstoff sichtbar wurde, bis er sich plötzlich wie gewöhnlich entwickelte. In demselben Augenblicke war aber der vorherige schwarze Ueberzug von Oxyd in pulveriges Kupfer verwandelt. Der Wasserstoff reducirt also das Oxyd. Dabei verschwindet jede Polarisation, wovon ich mich durch viele Versuche überzeugte. Wenn nämlich die Oxydlage dick genug ist, hat man Zeit durch Einschieben des Rheochords die Nadel auf den Punkt zu bringen, wo sie vor der Commutirung stand. Der eingeschaltete Widerstand multiplicirt mit der Intensität giebt dann den Werth der durch das Oxyd aufgehobenen Polarisation. Derselbe war stets gleich dem anderweitig für die nämliche Platte unter den nämlichen Umständen gefundenen Werthe. Hieraus ergiebt

sich rückwärts, daß die Polarisation bei Kupferelektroden nur auf Rechnung des an der Kathode entstehenden Wasserstoffs zu setzen ist.

Da mir eine Reduction des Kupferoxyds durch Wasserstoff in der Kälte ganz neu war, hatte ich zuerst den Gedanken, der schwarze Ueberzug sey vielleicht ein Superoxyd. Er löste sich aber in Salzsäure ohne Gasentwicklung, in Ammoniak ohne Entbindung von Stickgas, war also kein Superoxyd. Darauf versuchte ich, ob auch Kupferoxyd, welches schon vor langer Zeit durch Erhitzen des salpetersauren Salzes dargestellt war, durch galvanischen Wasserstoff reducirt würde. Der Versuch gelang vollständig. Man führt ihn am einfachsten so aus, daß man an ein Zinkblech einen abwärts gebogenen Kupferdraht löthet, denselben an seinem Ende platt klopft und dann das Ganze in ein Gefäß mit verdünnter Schwefelsäure stellt; dann steigt am Drahte Wasserstoff auf. Bringt man aber auf das plattgeklopfte und zu dem Zweck horizontal umgebogene Ende etwas von dem Oxyd, so wird es vollständig reducirt. Ueberzieht man dabei den Draht an allen andern Stellen mit Wachs, so wird nicht eher Wasserstoff aufsteigen, bis das Oxyd in Kupfer verwandelt ist. Ebenso wird das durch Glühen auf einem Kupferbleche erzeugte Oxyd reducirt, wenn ersteres mit Zink eine geschlossene Kette bildet. Ich bin darüber aus, vorstehende Thatsachen zur Construction einer neuen constanten Zink-Kupfer-Kette zu verwerthen.

Daß der galvanische Wasserstoff bedeutend activer ist als der gewöhnliche, ist bereits durch Osann nachgewiesen¹⁾, dessen schlagendstes Experiment darin besteht, daß ein mit galvanischem Wasserstoff beladenes Kohlenstück aus einer Lösung von schwefelsaurem Silber das Metall reducirt. Dieses Experiment dürfte indessen nicht auffallender seyn als das meinige. Osann hatte ja eine *Lösung*, aus der durch eine Anzahl ziemlich schwacher Reductionsmittel (Eisenvitriol, Ameisensäure, Alde-

1) Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 311; Bd. XCVI, S. 509; Bd. CVI, S. 324.

hyd, Milchzucker u. a. m.) Silber gefällt wird, während wir Gelegenheit hatten, die Reduction eines *festen* Oxyds zu beobachten, die sonst nur durch starke Agentien herbeigeführt wird.

Hittorf stellt den Satz auf „Wasserstoff könne schwefelsaures Kupfer im *status nascens* reduciren“¹⁾, bringt aber keinen experimentellen Beleg. Die Beobachtungen bei der Elektrolyse einer Zinnchloridlösung²⁾ sollen aber einen Beweis liefern, daß jedenfalls Zinnsäure durch Wasserstoff reducirt worden. Das wäre aber nur der Fall, wenn wirklich, wie Hittorf annimmt, freie Zinnsäure und freier Chlorwasserstoff in einer Lösung von Zinnchlorid in 12 Theilen Wasser vorhanden sind. Ohne sonst die von Hittorf gegebenen Zahlen bezweifeln zu wollen, scheint mir diese Annahme gewagt. Zinnsäure ist ja in verdünnter Salzsäure unlöslich, deshalb scheidet sie sich auch aus, wenn man eine wässrige Lösung von Sn Cl_4 kocht. Vor dem Kochen ist aber wahrscheinlich ein krySTALLISIRENDES Hydrat von der Formel $\text{Sn Cl}_4 + 5 \text{ aq}$ in Lösung. Dieses wird als Elektrolyt anzusehen seyn, wenn gleich Sn Cl_4 den Strom nicht leitet.

In Bezug auf einen Forscher bin ich ungewiß, ob er nicht schon vor langer Zeit die angegebene Wirkung des galvanischen Wasserstoffs auf Kupferoxyd aufgefunden hat. Da ich mir die betreffende Originalabhandlung³⁾ nicht verschaffen konnte, ersehe ich nur aus Gehler's phys. Wörterbuch, Rgstbd. S. 506: „Poggendorff hat aufgefunden, daß die [inconstante] Zink-Kupfer-Kette bedeutende Verstärkung und längere Dauer erhält, wenn man die Kupferplatten vorher an der Luft bis zum Verschwinden der anfänglich entstehenden Farben erhitzt, oder sie in Salpetersäure taucht und sofort in Wasser abspült.“ Sollte also die Originalabhandlung, trotzdem dies Referat nicht dafür zu sprechen scheint, den Grund für

1) Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 357.

2) Ibid. §. 35.

3) Pogg. Ann. Bd. LI, S. 384.

die Verstärkung des Stromes in der Bildung von Kupferoxyd suchen, so sind meine Beobachtungen nicht ganz neu.

§. 9.

Nachdem die im vorigen §. beschriebene Fähigkeit des galvanischen Wasserstoffs erkannt, konnte es mir gelingen, eine Frage von weit höherem Interesse zu entscheiden. Kupferoxyd tritt, wie wir gesehen, auch bei der Elektrolyse des Kupfervitriols bei Anwesenheit der geringsten Menge freier Schwefelsäure an einer Kupfer-Anode auf, während an der Kathode nur Kupfer gefällt wird, ohne eine Spur von freiem Wasserstoff. Ob der Strom noch so schwach war, die Erscheinung blieb dieselbe. Da nach den Reihen des §. 6 eine beträchtliche Polarisirung eintritt, welche noch dazu von der Stromdichtigkeit in derselben Weise abhängt, wie in §. 5, wo freier Wasserstoff auftrat, war ich alsbald davon überzeugt, daß auch bei säurehaltigem Kupfervitriol, wenngleich er in keiner Weise sichtbar würde, nur Wasserstoff die elektromotorische Gegenkraft hervorrufen müßte; daß also neben dem Vitriol stets auch die anwesende verdünnte Säure zersetzt werde, deren Anion, der Sauerstoff, das Kupferoxyd erzeuge. Die Richtigkeit dieser Behauptung stellte sich beim Commutiren in schlagendster Weise heraus. So oft man bei gleichen Elektroden den Strom commutirt, verschwindet für kurze Zeit jede Polarisirung, und tritt, genau so wie wir es für verdünnte Schwefelsäure und freien Wasserstoff festgestellt haben, nicht eher wieder auf, als bis alles Kupferoxyd auf der Kathode reducirt ist. Nach Beendigung jeder der in den §§. 6 und 7 ausgeführten Reihen nahm ich einen solchen Commutationsversuch vor, bei denen indessen die Commutatoren selbst nicht nöthig sind, weil man nur die Zwischenplatte umzudrehen braucht. Wenn die Menge des Oxyds groß ist, dauert es mehrere Minuten, bis dasselbe reducirt ist und während dieser Zeit ist die Polarisirung gleich Null. Je geringer dieselbe zuvor gewesen, desto langsamer verschwindet das Oxyd.

Auch für auf anderm Wege dargestelltes Oxyd bleibt die Thatsache ungeändert. Man braucht z. B. in die schwach angesäuerte Kupfervitriollösung eines Daniell'schen Elements nur ein Kupferblech einzusetzen, welches durch Glühen mit Oxyd überzogen war. Bei geschlossener Kette sieht man, wie alles Oxyd reducirt wird.

Außer dem beschriebenen Verfahren giebt es noch ein weit einfacheres Erkennungsmittel für den unsichtbar an der Kathode vorhandenen Wasserstoff, nämlich den Geruch. Der galvanische Wasserstoff hat ja einen scharfen zum Husten reizenden Geruch, welcher mit SO_2 oder SH_2 , etwaigen Reductionsproducten der SO_4H_2 , nichts gemeinsam hat. Höchst wahrscheinlich gehört der Geruch einer allotropischen, activeren Modification des Wasserstoffs an, deshalb spricht die schon erwähnte Abhandlung Osanns recht bezeichnend von „Ozon-Wasserstoff“. Vielleicht wird es mir selbst gelingen, diesen Gegenstand noch mehr zu fördern. Mag dem übrigens seyn wie es wollte, für jetzt genügt uns die einfache Thatsache, daß der galvanische Wasserstoff einen starken Geruch hat. Riecht man nun an die Kathode, welche durch säurehaltigen Kupfervitriol den Strom leitete, so nimmt man einen sehr starken Wasserstoffgeruch wahr. Derselbe verschwindet schnell in der Luft oder unter Wasser. An der Anode, oder einer jeden Platte, welche ohne den Strom zu leiten in der Flüssigkeit gewesen, bemerkt man den Geruch nicht. Als ich eine Lösung von *reinem* schwefelsauren Kupfer elektrolysirte, glaubte ich in einigen Fällen den Geruch schwach wahrzunehmen, in den meisten aber nicht; jedenfalls ist er äußerst schwach¹⁾.

- 1) Anmerkung 1. Der folgende hierher gehörende Versuch sollte die Frage entscheiden, ob überhaupt bei reiner Vitriollösung Polarisation der Kupferplatten stattfände. Eine kleinere Portion concentrirter auf die oben beschriebene Weise gereinigter Vitriollösung wurde in ein Becherglas gefüllt und ein Strom von der großen Dichtigkeit 600 hindurch geleitet. An beiden Platten zeigte sich kein Niederschlag, die Kathode keinen Geruch. Beim Commutiren fand keinerlei Veränderung der Intensität 15 statt.

Wir haben somit den experimentellen Beweis geliefert, daß an der Kathode Wasserstoff vorhanden ist. Die Anwesenheit des Sauerstoffs an der Anode zeigt sich in der Bildung des Oxyds. Neben den Ionen des schwefelsauren Kupfers treten also die des Wassers, resp. der verdünnten Schwefelsäure, auf. Mit anderen Worten: Die verdünnte Schwefelsäure ist zugleich mit dem Salz zersetzt worden. Noch mehr: Sie ist proportional der durch sie vermehrten Leitungsfähigkeit zersetzt worden. Die Untersuchung zeigte ja das gleichzeitige Bestehen der Gesetze $\frac{dP}{dD} = c'$ und $\frac{dP(p_0)}{dW} = -c''$. Vermehrung der Stromdichtigkeit oder Verminderung des Widerstandes durch hinzugefügte Schwefelsäure beeinflussen die Polarisation in gleicher Weise. Da aber Wasserstoff die Ursache der Polarisation ist, muß in beiden Fällen eine gleiche Vermehrung desselben stattgefunden haben. Dabei ist wohl zu bemerken, daß die *Gegenwart* der Säure *an sich* nach oben angestelltem Versuche (§. 5, No. 12) die Polarisation nicht beeinflusst. Leider ist, weil ich das Resultat so nicht vorhergesehen hatte, die Vitriollösung des §. 6 von einer anderen Concentration, als die des §. 7, also ein strenger Vergleich der für beide erhaltenen Zahlen unmöglich.

Es drängt sich sofort die Frage auf, ob der unsichtbare Wasserstoff an der Kathode nur im ersten Moment der Stromschliessung erzeugt wird und so eine einfache Ladung der Platte hervorbringt, oder ob er sich während der ganzen Dauer des Stromes ausscheidet und nur durch secundäre Vorgänge frei zu werden verhindert wird. Die letztere, einzig wahrscheinliche, Auffassung wird auch durchs Experiment gefordert. Es bildet sich ja das Kupferoxyd an der Anode stetig und würde eine dicke Kruste erzeugen, wenn es nicht fortwährend von der freien Säure gelöst würde.

Welcher Art ist aber der secundäre Proceß, durch den der Wasserstoff fortwährend verbraucht wird? Die eine

Möglichkeit wäre, daß Schwefelsäure reducirt würde, von deren Reductionsproducten schwefelige Säure und Schwefelwasserstoff freilich nicht vorhanden sind. Eine Prüfung auf Unterschwefelsäure, welche allein noch gebildet seyn könnte, wurde unterlassen, weil aus rein physikalischen Gründen eine Reduction der Schwefelsäure nicht stattgefunden haben kann; in diesem Falle würde ja für das ausgefällte Kupfer das Faraday'sche elektrolytische Gesetz nicht bestehen, was aber nach zahlreichen Untersuchungen in aller Ordnung der Fall ist. Die einzige andere Möglichkeit ist eine Ausscheidung von Kupfer aus dem schwefelsauren Kupfer nach der Gleichung



Diese Umsetzung ist nach dem übrigen Verhalten des galvanischen Wasserstoffs gar nicht so auffallend. Die basischen Eigenschaften desselben sind so sehr gesteigert, daß er Kupfer aus dessen Lösungen fällt, wie es ein Stück Eisen oder Zink thut. Der galvanische Wasserstoff ist ja seinen elektromotorischen Wirkungen gemäß halb und halb in die Spannungsreihe der Metalle und zwar an das negative Ende zu setzen, und muß dem entsprechend die positiveren Metalle aus ihren Salzen ausfällen. Es wäre deshalb nicht unzuweckmäßig, den galvanischen Wasserstoff zur Bezeichnung seiner metallischen Natur Hydrogenium zu nennen. Der gewöhnliche Wasserstoff steht ganz anders.

Eine dritte ebenfalls principielle Frage ist die: Rührt das Hydrogenium von einer Zersetzung des Wassers oder der Schwefelsäure her? Trotzdem es mit der verbreitesten Ansicht und auch mit der meinigen nicht harmonirt, scheint mir das Experiment die Frage dahin zu beantworten, daß das Wasser zersetzt wird und die Schwefelsäure nur die Leitungsfähigkeit vergrößert. Denn reines Cu SO_4 zerfällt in Cu und SO_4 . Das Anion SO_4 bewirkt dann aber *nie* die Bildung von Cu O an der Anode. Würde die Schwefelsäure, nachdem sie zugesetzt, zerlegt, so wäre H_2 Kation, als Anion hätten wir ebenfalls SO_4 . Diesmal aber

wird CuO an der Anode gebildet. Das ist ein Widerspruch, den ich nicht zu heben vermag. Er verschwindet sofort, wenn man die Zersetzung des Wassers annimmt, dann ist ja Sauerstoff Anion und die Bildung des Oxyds nothwendig.

Die Thatsachen, welche wir in den letzten §§. kennen gelernt haben, dürften in einer noch nicht endgültig entschiedenen und namentlich von Magnus¹⁾ und Hittorf²⁾ nach entgegengesetzter Richtung hin beantworteten Frage ihr Wort reden. Meine Experimente sprechen gegen Magnus. Das, was er „Gränzwert“ nennt, existirt nur in Bezug auf den frei werdenden Wasserstoff, während in Wahrheit auch unter der Gränze Hydrogenium gebildet und die anwesende verdünnte Säure zersetzt wird.

Was von dem Gemenge des schwefelsauren Kupfers mit verdünnter Schwefelsäure gilt, wird auch allgemein gelten für jeden gemischten Elektrolyten: Jeder Bestandtheil leitet seinem Leitungsvermögen gemäß und seine Ionen scheiden sich dem Faraday'schen Gesetz entsprechend an den Polplatten aus; ob sie dort frei werden, hängt einmal von der Stärke der chemischen Affinitäten ab, dann aber von der größeren oder geringeren Anhäufung der Atome. Je größer in dem von uns untersuchten Fall die Stromdichtigkeit war, um so größer wurde die Polarisation gefunden. Die Vergrößerung der Polarisation kann aber nur durch eine Verdickung der unsichtbaren Hydrogenium-Schicht hervorgerufen seyn.³⁾ Nichts ist aber leichter einzusehen, als daß, wenn bei vergrößer-

1) Pogg. Annal. Bd. CII, S. 1.

2) Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 1 und Bd. CVI, S. 3.

3) Anmerkung 2. Es ist geboten hier der kürzlich von F. Kohlrausch (Pogg. Ann. Bd. CXLVIII, S. 143) veröffentlichten Untersuchung über die elektromotorische Kraft dünner Gasschichten zu gedenken. K. suchte sich dem Minimum der Polarisation von Platinplatten durch Anwendung momentaner alternirender Ströme zu nähern. Er legt seinen Rechnungen den Satz zu Grunde: Die elektromotorische Kraft dünner Gasschichten ist ihrer Dicke proportional.

ter Stromdichtigkeit der Andrang der Hydrogen-Atome stärker wird, eine derartige Anhäufung derselben entsteht, daß sie zum Theil aus der Wirkungssphäre des schwefelsauren Kupfers entrückt werden, dafür aber den Kräften folgen, welche sie zu Moleculen freien Gases vereinigen. Auch ohne von Atomen und Moleculen zu sprechen, ist der Vorgang wie bei 100 chemischen Operationen. Ein langsamer Strom von Kohlensäureanhydrit z. B. wird von concentrirter Kaliumlauge vollständig absorbirt, während ein starker zum großen Theil unverbunden hindurchgeht.

Alle weiteren Erörterungen hinsichtlich des berührten Streitpunkts überlasse ich den betreffenden Forschern. Vorläufig kann ich auch nicht nach der Richtung hin weiter experimentiren. Ich glaube aber, daß eine Fortsetzung meiner Untersuchungen mit Hülfe eines guten Spiegelgalvanometers zu den besten Resultaten führen wird. Namentlich wird es interessant seyn, andere Kupfersalze und vor allem an Stelle der Schwefelsäure schwefelsaure Alkalien anzuwenden.

Zusatz.

In den Gesetzen $\frac{dP}{dD} = c$, und $\frac{dP_{(Dn)}}{dW} = -c_u$ liegt auch die Schwankung der elektromotorischen Kraft für die Daniell'sche Kette begründet. Ihre Kupfervitriollösung ist säurehaltig und wird es je länger der Strom geht, desto mehr. In gleicher Weise muß die Kraft bei stärkeren Strömen geringer seyn.

Vielleicht ist aus demselben Grunde die Kraft einer Kette aus Kupfer und amalgamirtem Zink in einer Lösung von chromsauren Kalium mit Schwefelsäure größer, als die der Daniell'schen, weil der Wasserstoff sofort oxydirt wird. Ich fand für eine solche Combination aus zwei Versuchen $E = 1,39$ Dan. und $E = 1,38$ Dan. Daß eine mit Oxyd bedeckte Kupferplatte mit Zink in verdünnter Schwefelsäure eine stärkere Kette liefert, ist bereits ausgeführt.

Osnabrück, den 6. December 1873.

V. *Ueber neue Schwefelsalze;*
von R. Schneider.

(Neunte Abhandlung.)¹⁾

32. Schwefelkalium-Schwefelnickel.

Zur Darstellung dieser Verbindung schmilzt man am besten 1 Theil krystallisirtes schwefelsaures Nickeloxydul mit 9 Theilen reinem kohlensaurem Kali und 9 Theilen Schwefel über der Gebläselampe zusammen, hält die Masse etwa 8 bis 10 Minuten bei Rothglühhitze in Fluß und behandelt die erkaltete Schmelze mit kaltem luftfreiem Wasser. Dabei hinterbleibt, während der Ueberschufs des Schwefelkaliums nebst etwas (Zweifach-) Schwefelnickel sich mit brauner Farbe löst, die neue Verbindung in der Form speisgelber, metallglänzender Krystallblättchen, die unter dem Mikroskop theils sechseitig und dann häufig in der Richtung dreier von den abwechselnden Ecken nach dem Mittelpunkte des Sechsecks laufenden Linien zerrissen, theils rautenförmig und dann nicht selten schnurartig aneinander gereiht erscheinen.

Man wäscht dieselben zunächst mit luftfreiem Wasser — wobei sie sich indeß in Folge beginnender Oxydation und eines theilweisen Verlustes an Schwefelkalium stets tombackbraun färben —, zuletzt mit absolutem Alkohol aus, preßt sie stark zwischen Fließpapier ab und trocknet sie endlich entweder im Vacuum über Schwefelsäure oder im Strome von trockener Kohlensäure. Die Ausbeute pflegt für 10 Theile schwefelsaures Nickeloxydul nur etwa 4 Theile zu betragen.

Wendet man bei der Darstellung dieser Verbindung auf 1 Theil schwefelsaures Nickeloxydul weniger als je 9 Theile Pottasche und Schwefel an, etwa nur 6 Theile von jedem, so findet man in der Bodenschicht der er-

1) Achte Abhandlung s. diese Annalen, Jubelband S. 158 bis 165.

starrten Schmelze einen kleineren oder größeren Regulus eingelagert, der wesentlich aus Halb-Schwefelnickel besteht.

Da die in Rede stehende Verbindung, wie oben bereits bemerkt wurde, sich in Berührung mit Luft und Wasser schon bei gewöhnlicher Temperatur leicht verändert, so konnte kaum erwartet werden, daß bei der Analyse derselben genaue und übereinstimmende Resultate sich ergeben würden. Die beobachteten Werthe waren folgende:

- 1) 0,379 Grm., durch Schmelzen mit Kali und Salpeter zersetzt, gaben 0,224 Grm. Nickeloxydul und 0,924 Grm. schwefelsauren Baryt.
- 2) 0,294 Grm. (einer anderen Bereitung) gaben bei gleicher Behandlung 0,171 Grm. Nickeloxydul und 0,732 Grm. schwefelsauren Baryt.
- 3) 0,295 Grm. (derselben Bereitung wie bei 2) gaben 0,124 Grm. schwefelsaures Kali.
- 4) 0,3025 Grm. einer besonderen Bereitung (unter Kohlensäure stark erhitzt) gaben 0,180 Grm. Nickeloxydul und 0,777 Grm. schwefelsauren Baryt.

Aus diesen Zahlen ergibt sich das atomistische Verhältniß zwischen Kalium, Nickel und Schwefel annähernd wie

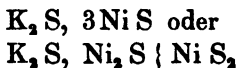
$$\begin{array}{ccccc} \text{K} & & \text{Ni} & & \text{S} \\ 2 & : & 3 & : & 4 \end{array}$$

wie aus folgender Zusammenstellung des Näheren ersichtlich ist.

Berechnet:			Gefunden:			
			I.	II.	III.	IV.
K ₂ = 78,26	20,53 Proc.		—	—	18,91	
Ni ₃ = 174,00 ¹⁾	45,79	„	46,30	45,60	—	46,64
S ₄ = 128,00	33,68	„	33,48	34,18	—	35,27
	<u>380,26</u>	<u>100,00.</u>				

1) Es wird kaum einer besonderen Rechtfertigung bedürfen, wenn ich das Atomgewicht des Nickels = 58 setze. Es ist dies die Zahl, die ich selbst (diese Annal. Bd. 101, S. 387 und Bd. 107, S. 616)

Aus diesen Daten können für die rationelle Zusammensetzung der fraglichen Verbindung die beiden folgenden Ausdrücke abgeleitet werden:



bei wiederholten Bestimmungen gefunden habe und die später auch v. Sommaruga (Sitzungsber. der Wiener Acad. Juni 1866; auch chem. Centralbl. 1866, S. 1009) erhalten hat und zwar bei einer längeren Reihe von Versuchen, die nach einer von der meinigen ganz abweichenden Methode ausgeführt wurden.

Während v. Sommaruga das Atomgewicht des Nickels aus dem Schwefelsäuregehalte des krystallisirten, wasserhaltigen schwefelsauren Nickeloxydul-Kalis ableitete, wurde bei meinen Versuchen das relative Gewichtsverhältniß zwischen dem Kohlenstoff- und dem Nickelgehalte im reinen oxalsauren Nickeloxydul bestimmt und daraus das Atomgewicht des Metalles berechnet.

Ich glaube, daß beide Methoden sich sowohl durch ihre Einfachheit als durch die Sicherheit der Basis, auf der sie ruhen, vortheilhaft auszeichnen. Der gegen meine Methode erhobene Einwand, daß man oxalsaure Salze nicht mit Sicherheit völlig trocken und zugleich unzersetzt erhalten könne, ist durchaus hinfällig: ich habe mich gar nicht bemüht, das oxalsaure Nickeloxydul vor der Verwendung in den völlig trockenen Zustand zu bringen und ich brauchte dies um so weniger, als der Wassergehalt des Salzes weder die Genauigkeit der Kohlenstoff-, noch die der Nickelbestimmung im Gerinsten zu alteriren vermochte.

Abweichend von v. Sommaruga und mir haben Marignac, Dumas, Russel und Winkler für das Atomgewicht des Nickels Zahlen erhalten, die zwischen 58,4 und 59,28 schwanken. Was die Bestimmungen von Marignac und Dumas betrifft, so habe ich schon im Jahre 1859 (diese Annal. Bd. 107, S. 616) die Bedenken angedeutet, die mir der Zuverlässigkeit der von diesen Chemikern gewählten Methoden entgegenzustehen scheinen. Ähnliches ist später (diese Annal. Bd. 130, S. 303) bezüglich der Arbeit von Russel geschehen. Keiner dieser von mir erhobenen Einwände hat bis jetzt eine Entgegnung erfahren und dies bestärkt mich in der Annahme, daß dieselben nicht ganz unbegründet gewesen sind.

Der Versuch von Winkler (Zeitschr. d. analyt. Chemie Bd. VI, S. 28), das Atomgewicht des Nickels aus der Menge von Gold zu bestimmen, die aus einer neutralen Goldchloridlösung durch eine bekannte Menge metallischen Nickels gefällt wird, scheint mir kein besonders glücklicher zu seyn, da das Atomgewicht des Goldes nicht

Nach dem Verhalten der Verbindung hat der letztere Ausdruck die gröfsere Wahrscheinlichkeit für sich. Die-

genau genug bestimmt ist, um als Basis für die Bestimmung anderer Atomgewichte benutzt werden zu können. Ausserdem sind die Versuche mit verhältnismäfsig sehr geringen und mit wenig unter einander verschiedenen Mengen (0,436 bis 0,6002 Grm.) Nickel ausgeführt worden; auch findet sich (worauf schon im Jahresbericht der Chemie für 1867 S. 290 aufmerksam gemacht ist) über die Prüfung des reducirten Goldes auf seine Reinheit Nichts angegeben.

Was endlich die Versuche von Lee (Sill. Journ. (3) 2, S. 44, auch Chem. Centralbl. 1871, S. 532) betrifft, bei denen das Atomgewicht des Nickels aus der Analyse des Brucin- und Strychnin-Nickelcyanids abgeleitet wurde, so haben dieselben wohl kaum auf die Bezeichnung einer Atomgewichtsbestimmung Anspruch. Salze von so complicirter Zusammensetzung wie die in diesem Falle herangezogenen, deren Metallgehalt noch nicht 6 Proc. beträgt und deren absolute Reinheit doch wohl kaum mit genügender Sicherheit verbürgt werden kann, sollten nicht als Basis für Atomgewichtsbestimmungen genommen werden.

Ich glaube unter diesen Umständen auch keinen besonderen Werth darauf legen zu sollen, dafs bei diesen Bestimmungen das Atomgewicht des Nickels = 58 gefunden wurde: ich kann darin eine Bestätigung der von mir gefundenen Zahl ebensowenig erkennen, als ich geneigt bin, die von Lee aus ähnlichen Versuchen für das Atomgewicht des Kobalts abgeleitete Zahl (59) als eine Widerlegung der von mir erhaltenen Zahl (60) zu betrachten.

Auch die Angaben, die von verschiedenen anderen Chemikern über das Atomgewicht des Kobalts gemacht worden sind, haben mich nicht von der Unrichtigkeit der von mir gefundenen, durch v. Sommaruga (l. c.) bestätigten Zahl (60) überzeugen können.

Das von mir bei der Bestimmung dieser Zahl gewählte Verfahren ist im Wesentlichen dasselbe, nach dem ich auch das Atomgewicht des Nickels bestimmt habe. v. Sommaruga leitete das Atomgewicht des Kobalts aus dem Kobaltgehalte des reinen Purpureokobaltchlorids (nach Gibbs und Genth) ab. Dafs bei beiden, so wesentlich von einander abweichenden Methoden genau dasselbe Resultat erhalten wurde, dürfte für die von uns gefundene Zahl als eine bedeutende Stütze zu betrachten seyn.

Bezüglich der Bestimmungen von Marignac, Dumas, Russel, Winkler und Lee gelten ganz dieselben Bedenken, die ich betreffs der Angaben dieser Chemiker über das Atomgewicht des Nickels theils früher (l. c.), theils im Vorstehenden ausgesprochen habe.

Es erübrigt nur, der Versuche, die neuerlich von Weselsky

selbe verliert nämlich beim Erhitzen im Wasserstoffstrome einen Theil ihres Schwefels unter Schwefelwasserstoff-Entwicklung. Da nun nach den Beobachtungen von Arfvedson, die durch H. Rose¹⁾ bestätigt worden sind, das Einfach-Schwefelnickel selbst bei Glühhitze nicht durch Wasserstoff reducirt wird und da nicht anzunehmen ist, daß es in Verbindung mit Schwefelkalium leichter, als für sich reducirt werden sollte, so kann die Verbindung nicht wohl Einfach-Schwefelnickel enthalten und es erscheint demnach die Formel $K_2S, 3NiS$ ausgeschlossen.

Ist aber die Formel $K_2S, Ni_2S \cdot NiS_2$ der richtige Ausdruck, so muß die Verbindung beim Erhitzen im Wasserstoffstrome $\frac{1}{4}$ ihres Schwefelgehaltes verlieren. Dies ist in der That der Fall, wie die folgenden Zahlen beweisen.

- 1) 0,636 Grm. (unter Kohlensäure scharf getrocknet), so lange im Wasserstoffstrome zum Glühen erhitzt, bis kein Schwefelwasserstoff mehr auftrat, verloren 0,054 Gr. Das Auftreten von freiem Schwefel wurde dabei nicht beobachtet.
- 2) 0,397 Gr. gaben (beim Erhitzen im Wasserstoffstrome, Einleiten des entwickelten Schwefelwasserstoffs in

(Sitzungs-Ber. der Wiener Acad. LX, 261; auch Chem. Centralbl. 1870, S. 92) angestellt worden sind, mit einigen Worten zu gedenken. W. hat das Atomgewicht des Kobalts aus dem Kobaltgehalte des Ammoniumkobaltcyanids und des Phenylammoniumkobaltcyanids abzuleiten versucht. Die gefundenen Zahlen ergaben im Mittel aus 5 Versuchen $Co = 58,96$.

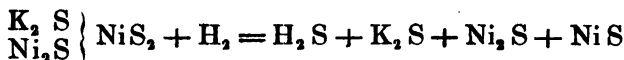
Ich glaube nicht allein zu stehen mit der Ansicht, daß Salze von so complicirter Zusammensetzung, wie die von W. benutzten, — Salze, die sich gewiß nur sehr schwierig im völlig reinen und zugleich im Zustande normaler Trockenheit darstellen lassen —, für den Zweck von Atomgewichts-Bestimmungen wenig geeignete Formen sind. Genaue Analysen solcher Salze haben unbestritten ihren hohen wissenschaftlichen Werth, den ich durchaus nicht unterschätze, die Bedeutung von Atomgewichts-Bestimmungen aber haben sie nach meinem Dafürhalten nicht, — wenigstens nicht im Sinne der auch jetzt noch sehr beherzigenswerthen Grundsätze, die einst Berzelius für die Ausführung derartiger Bestimmungen aufgestellt hat.

1) Diese Bd. 4, S. 129.

eine ammoniakalische Lösung von salpetersaurem Kupferoxyd und Oxydation des Schwefelkupfers)
0,233 Grm. schwefelsauren Baryt.

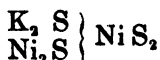
‡ vom Schwefelgehalte der Verbindung beträgt:	Beobachteter Verlust:	
	I.	II.
8,42 Proc.	8,47	8,06.

Die Reaction verläuft demnach wohl im Sinne der Zeichen



Der Reductionsrückstand, der in der Hitze dunkelkupferroth, nach dem Erkalten broncefarben erscheint, zeigt nicht mehr das Verhalten eines Sulfosalzes. Wasser entzieht demselben ziemlich leicht den Gehalt an Schwefelkalium; der Rückstand giebt an Salzsäure unter Entwicklung von Schwefelwasserstoff einen Theil des Nickels ab mit Hinterlassung eines stahlgrauen krystallinischen Pulvers, das selbst von kochender Salzsäure kaum angegriffen wird.

Nach diesem Allen glaube ich, daß der fraglichen Verbindung die rationelle Formel

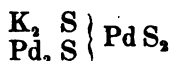


ertheilt werden muß. Die Annahme, daß Zweifach-Schwefelnickel als näherer Bestandtheil in derselben enthalten sey, dürfte umsomehr gerechtfertigt erscheinen, als schon bei früheren Versuchen anderer Chemiker und zwar unter Bedingungen, die den von mir eingehaltenen mindestens sehr ähnlich waren, die Bildung von Zweifach-Schwefelnickel beobachtet wurde. Fellenberg ¹⁾ erhielt diese Verbindung als dunkeleisengraues, sich zart anführendes, metallglänzendes Pulver beim starken Glühen von Nickeloxydul mit Schwefel und kohlensaurem Kali und Auswaschen mit Wasser. Daraus, daß Fellenberg bei der Bereitung der Schmelze, wie es scheint, eine verhältnißmäßig ge-

1) Diese Annal. Bd. 50, S. 75.

ringe Menge ¹⁾ kohleensaures Kali und Schwefel und eine sehr hohe Temperatur (Weißgluth) anwandte, mag es sich erklären, daß bei seinen Versuchen nur Zweifach-Schwefelnickel, nicht ein Sulfosalz desselben erhalten wurde.

Es verdient Beachtung, daß das in Rede stehende Sulfosalz hinsichtlich seiner Constitution der schönen Palladium-Verbindung



gleich, die ich unter 22 (in der fünften Abhandlung ²⁾) ausführlich besprochen habe.

Schmilzt man schwefelsaures Nickeloxydul anstatt mit Pottasche und Schwefel mit Soda und Schwefel (im Verhältniß von 1 : 6 : 6) zusammen, so erhält man bei der Behandlung der Schmelze mit Wasser Krystallblättchen, die der oben beschriebenen Kaliumverbindung ähnlich, aber von etwas dunklerer Farbe, nach dem Trocknen fast schwarzbraun sind. Ich habe dieselben nicht näher untersucht, halte es aber für sehr wahrscheinlich, daß sie eine der Kaliumverbindung analoge Zusammensetzung besitzen.

33. Schwefelkalium-Schwefelkobalt (?) und Anderthalbfach-Schwefelkobalt.

Fellenberg ³⁾ erhielt, als er ein Gemenge von kohlen-saurem Kobaltoxydul, Schwefelblumen und kohleensaurem Kali der starken Weißgluth aussetzte, eine Masse, die nach dem Auslaugen mit Wasser ein graphitgraues, metallisch glänzendes, krystallinisches Pulver von der Zusammensetzung des *Anderthalbfach-Schwefelkobalts* hinterließ. Es wurden nämlich bei der Analyse dieses Pulvers 55,45 Proc. Kobalt und 44,45 Proc. Schwefel gefunden, was der Formel Co_2S_3 sehr nahe entspricht.

1) Die angewandten Verhältnisse zwischen Nickeloxydul, Pottasche und Schwefel sind in der Original-Abhandlung nicht näher angegeben.

2) Diese Annal. Bd. 141, S. 519.

3) Diese Annal. Bd. 50, S. 73.

Mir ist es trotz wiederholter Versuche nicht gelungen, durch Zusammenschmelzen von metallischem Kobalt (oder Kobaltchlorür) mit Pottasche und Schwefel reines *Andert-halbfach-Schwefelkobalt* oder ein Schwefelsalz des Kobalts im reinen Zustande zu erhalten. Wendet man auf 1 Theil Kobalt (oder 2 Theile Kobaltchlorür) 18 bis 24 Theile Pottasche und ebensoviel Schwefel an, so scheiden sich aus der Schmelze bei der Behandlung mit Wasser zwar ziemlich zahlreiche weißgraue, lebhaft glänzende, hexagonale Blättchen ab, die ein Schwefelsalz (*Schwefelkalium-Schwefelkobalt*?) zu seyn scheinen; doch ist denselben stets ein schwarzes, undeutlich krystallinisches Pulver in relativ großer Quantität beigemischt, von welchem jene Blättchen durch Schlämmen nicht vollständig und nicht sicher getrennt werden können.

Ich vermag daher über die Zusammensetzung beider Substanzen Näheres nicht anzugeben.

Beim Zusammenschmelzen von Kobaltchlorür mit Soda und Schwefel wird gleichfalls die Bildung eines Schwefelsalzes nicht beobachtet, dagegen erhält man unter diesen Umständen mit Leichtigkeit ein sehr reines *Andert-halbfach-Schwefelkobalt*. Dasselbe hinterbleibt, wenn man 1 Theil Kobaltchlorür mit 6 Theilen Soda und 6 Theilen Schwefel etwa 10 Minuten über der Gebläselampe bei heller Rothgluth zusammenschmilzt, bei der Behandlung der erkalteten Schmelze mit Wasser unter der Form lichteisengrauer Krystallblättchen, die unter dem Mikroskop bisweilen wie zerrissene und zerklüftete Sechsecke erscheinen, meistens aber eine unregelmäßige Begrenzung zeigen.

Bei der Analyse dieser Krystallblättchen wurde Folgendes beobachtet:

0,316 Grm. (bei 100 bis 105° C. getrocknet) gaben, durch Schmelzen mit Salpeter und Kali zersetzt, 0,1755 Grm. Kobalt und 0,998 Gr. schwefelsauren Baryt.

Der Formel Co_2S_2 entsprechen folgende Zahlen:

	Berechn.	Gefund.
$\text{Co}_2 = 120$ ¹⁾	55,55 Proc.	55,54
$\text{S}_2 = 96$	44,45 „	44,18
<hr/> 216	<hr/> 100,00.	

Die in Rede stehende Substanz ist also reines *Andert-halbfach-Schwefelkobalt* und es dürfte die im Vorstehen-
den beschriebene Methode die bequemste und sicherste
zur Darstellung dieser Verbindung seyn.

Bezüglich des Verhaltens der letzteren wäre nur noch
hinzuzufügen, daß sie von Salzsäure nur wenig angegrif-
fen und selbst von Königswasser nur langsam, bei fort-
gesetztem Kochen aber vollständig unter Ausscheidung von
Schwefel zersetzt wird.

34. Schwefelnatrium-Schwefelmangan und Schwefelmangan.

Ueber Verbindungen des Schwefelmangans mit Schwe-
felalkalimetallen liegen einige ältere Angaben vor, deren
hier kurz Erwähnung zu thun ist.

Berthier ²⁾ erhielt, indem er ein Gemenge von 10 Thei-
len trockenem schwefelsaurem Manganoxydul und 5 Thei-
len geschmolzenem Glaubersalz in einem Kohlentiegel der
Weißgluth aussetzte, eine dichte, blaßbräunlichrothe, nicht
metallglänzende Masse von körnigem Bruch, die 26 Proc.
Schwefelnatrium enthielt. Diesem Gehalte an Schwefel-
natrium würde, wenn sonst die fragliche Substanz über-
haupt als eine Verbindung nach einfachen Verhältnissen
angesehen werden darf, ziemlich genau die Formel
 $2\text{Na}, \text{S}, 5\text{Mn S}$ entsprechen.

Nach den Beobachtungen von Völker ³⁾ werden beim
Zusammenschmelzen von 1 Theil wasserfreiem schwefel-
saurem Manganoxydul mit $\frac{1}{2}$ Theil Kienrufs, 3 Theilen koh-
lensaurem Kali und 3 Theilen Schwefel und Auslaugen
der Schmelze mit Wasser dunkelrothe Krystallblättchen
erhalten, die nach der Formel $\text{K}_2\text{S}, 3\text{Mn S}$ zusammege-

1) Siehe die Note auf S. 440 und 441.

2) *Ann. chim. phys. T. 22, p. 274.*

3) *Annal. d. Chem. und Pharm. Bd. 59, S. 35.*

setzt sind. Dieselben oxydiren sich im feuchten Zustande an der Luft sehr leicht, wobei sie schwarz und undurchsichtig werden; beim Auswaschen mit lufthaltigem Wasser werden sie unter Hinterlassung von Schwefel und Mangan-oxyd allmählig zersetzt.

Auf ähnliche Weise wurde von Völker die Verbindung Na_2S , 3 Mn S erhalten. Diese bildet nach ihm kleine glänzende, hellrothe, nadelförmige Krystalle, die im feuchten Zustande gleichfalls zur Oxydation sehr geneigt sind.

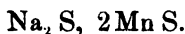
Bei den von mir angestellten Versuchen wurden auf 1 Theil kryst. schwefelsaures Manganoxydul 6 Th. trockne Soda und 6 Theile Schwefel angewandt und es wurde die Masse 10 Minuten lang bei heller Rothgluth in Flufs erhalten. Die erkaltete Schmelze hinterliess bei der Behandlung mit luftfreiem Wasser zahlreiche, lichtfleischfarbene, zarte glänzende Krystallchen von der Form etwas plattgedrückter, zum Theil federbartartig aneinander gereihter Nadeln. War indess die Temperatur nicht hoch genug gesteigert oder war die Schmelzdauer abgekürzt worden, so fand sich mehr oder weniger grünes Schwefelmangan (s. darüber weiter unten) den fleischrothen Nadeln beigemengt.

Die letzteren wurden nun, da sie bei der Berührung mit Wasser leicht einen Verlust an Schwefelnatrium erfahren und da sie zugleich zur Oxydation in hohem Maasse geneigt sind, schnell mit wenig luftfreiem Wasser ausgewaschen, zwischen Fließpapier abgepresst und im Vacuum über Schwefelsäure getrocknet. Wenn es trotz aller dieser Vorsichtsmaassregeln nicht gelungen ist, das Präparat vor einer partiellen Zersetzung zu bewahren, so ist dies für die Veränderlichkeit desselben der beste Beweis.

Obschon die so bereitete Verbindung hinsichtlich ihrer äusseren Eigenschaften und ihres Verhaltens mit der von Völker erhaltenen Verbindung Na_2S , 3 Mn S eine grosse Uebereinstimmung zeigt, so weicht sie doch in der Zusammensetzung wesentlich von dieser ab, wie die folgenden Zahlen zeigen werden.

- 1) 0,344 Grm. (trotz der Aufbewahrung in einem dicht verschlossenen Gefäße schwach gebräunt) gaben, durch Salzsäure zersetzt, 0,170 Grm. schwefelsaures Natron und 0,202 Gr. Manganoxyduloxyd.
- 2) 0,330 Grm. (derselben Bereitung) gaben beim Schmelzen mit Salpeter und Kali 0,626 Grm. schwefelsauren Baryt.
- 3) 0,416 Grm. (einer besonderen Bereitung) gaben 0,212 Grm. schwefelsaures Natron und 0,250 Grm. Manganoxyduloxyd. Bei der Zersetzung dieser Substanz durch Salzsäure schied sich ein wenig Schwefel aus, was auf eine schwache Oxydation hindeutet, die das Präparat bereits erfahren hatte.

Diese Zahlen führen zu der Formel



Zwar befinden sie sich mit derselben nicht in genauer Uebereinstimmung, doch dürfte kaum ein anderer formularischer Ausdruck größere Wahrscheinlichkeit für sich haben; keinesfalls erscheint die Formel $\text{Na}_2 \text{S}, 3 \text{Mn S}$ zulässig, wie aus folgender Zusammenstellung sich ergibt.

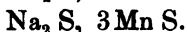
Berechnet:			Gefunden:			Berechnet nach $\text{Na}_2 \text{S}, 3 \text{Mn S}$:
			I.	II.	III.	
$\text{Mn}_2 = 108^1)$	43,2	Proc.	42,07	—	43,07	48,21
$\text{Na}_2 = 46$	18,4	„	16,00	—	16,51	13,69
$\text{S}_3 = 96$	38,4	„	—	37,4	—	38,10
<hr/>						
	250	100,0.				

- 1) Obschon das Atomgewicht des Mangans jetzt ziemlich allgemein zu 55 angenommen wird, vermag ich doch die von mir (diese Annal. Bd. 107, S. 605) gefundene Zahl (54), selbst bei der gewissenhaftesten Prüfung alles dessen, was etwa gegen dieselbe sprechen könnte, nicht als widerlegt zu betrachten.

Die Zahl 55 gründet sich hauptsächlich auf die neueren Bestimmungen von Dumas (*Annal. d. chim. et phys.* (3) T. LV, p. 129) und sie ist eine von denen, die aus der Analyse der entsprechenden Chloride abgeleitet worden sind. Ich kann bezüglich dieser Bestimmungen nur wiederholen, was ich schon einmal ausgesprochen habe: daß ich die Wahl von Chlormetallen als Grundlage für Atomgewichts-Bestimmungen nicht unbedingt für eine glückliche halte, —

Wie man sieht, wurde erheblich weniger Natrium und auch weniger Schwefel gefunden, als der Formel entspricht, auch wurde die Analyse von einem Verlust von über 3 Proc. getroffen; dies Alles aber scheint mir mit Rücksicht auf das oben erwähnte Verhalten der Substanz gegen Wasser und den atmosphärischen Sauerstoff weit mehr zu Gunsten der Formel Na_2S , 3MnS als gegen dieselbe zu sprechen.

Es existiren demnach zwei Verbindungen von Schwefelmangan mit Schwefelnatrium, diese sind



Die Verbindung Na_2S , 2MnS gleicht hinsichtlich ihrer

deshalb nicht, weil viele dieser Verbindungen (so auch das Chlormangan) sehr hygroscopisch und bei der Temperatur, der sie behufs der völligen Entwässerung ausgesetzt werden müssen, zur Aufnahme von Sauerstoff (sey es aus der Luft, sey es aus einer partiellen Zersetzung des angezogenen Wassers herrührend) außerordentlich geneigt sind. Ich erinnere daran, daß Dumas bei Anwendung desselben Principis auf die Bestimmung des Atomgewichts des Magnesiums dieses zu 25, also über 4 Proc. zu hoch fand. Was beweist, daß nicht die nach ganz demselben Verfahren ausgeführte Bestimmung der Größe des Manganatoms von einem ähnlichen Fehler getroffen worden ist?

Leider scheinen einige Angaben von H. Rose, die als eine Bestätigung für die von mir gefundene Zahl (54) gelten können, wenig beachtet worden zu seyn. Diese Angaben finden sich in den chemisch-analytischen Beiträgen, die H. Rose in den letzten Jahren seines Lebens geliefert hat und zwar in dem Abschnitt „Mangan“ (diese Annal. Bd. 110, S. 124), wo die Zahlennachweise gegeben sind für das Gewichtsverhältniß zwischen kryst. schwefelsaurem Manganoxydul und dem daraus durch Reduction erhaltenen Schwefelmangan. Ich mache darauf aufmerksam, daß die dabei beobachteten Werthe sich weit besser mit der von mir gefundenen Zahl (54) als mit der Zahl 55 für Mn in Einklang befinden. — Wer, wie ich, aus eigener Anschauung die Genauigkeit und Sorgfalt kennen gelernt hat, mit der jene Versuche ausgeführt wurden, kann nicht umhin, den dabei erhaltenen Resultaten einiges Gewicht beizulegen. Es wird hiernach nicht ungerechtfertigt erscheinen, wenn ich den obigen Berechnungen für Mn die Zahl 54 zu Grunde gelegt habe.

Constitution der früher von mir ¹⁾ beobachteten Verbindung $K_2S, 2HgS$ und sie erinnert insofern an das Verhalten der letzteren, als sie bei der Behandlung mit Wasser Schwefelnatrium an dieses abgibt; freilich findet dies nur langsam und allmählich statt, während das Kalium-Quecksilbersulfid beim Zusammentreffen mit Wasser sofort den ganzen Gehalt an Schwefelkalium verliert, schwarzes Schwefelquecksilber hinterlassend.

Eine der im Vorstehenden beschriebenen Natrium-Verbindung entsprechend zusammengesetzte Verbindung von Schwefelkalium mit Schwefelmangan zu erhalten, habe ich mich vergeblich bemüht. Wird 1 Theil Mangansulfat mit 6 Theilen Pottasche und 6 Theilen Schwefel 5 bis 6 Minuten lang bei heller Rothgluth über der Gebläselampe zusammengeschmolzen, so hinterläßt die Schmelze bei der Behandlung mit Wasser wesentlich grünes und zwar krystallisirtes *Schwefelmangan* (s. darüber weiter unten), dem nur einzelne dünne, röthliche, durch Schlämmen leicht zu entfernende Blättchen beigemengt zu seyn pflegen. Ich habe diese Blättchen nicht in einer für die Analyse ausreichenden Menge erhalten können und vermag daher über ihre Zusammensetzung nichts Genaueres anzugeben, doch halte ich es nicht für unwahrscheinlich, daß ihnen die Formel $K_2S, 2MnS$ zukommt.

Aehnlich ist der Erfolg, wenn man auf die gleiche Menge Mangansulfat die doppelte Menge kohlenaures Kali und Schwefel anwendet, nur wird in diesem Falle ganz reines, von jeder fremden Beimengung freies Schwefelmangan als lebhaft grünes, krystallinisches Pulver erhalten.

Es scheint demnach nur die eine von Völker beobachtete Verbindung von Schwefelkalium mit Schwefelmangan ($K_2S, 3MnS$) zu existiren und es scheinen für die Bildung derselben ein großer Reichthum der Schmelze an Mangan und die Anwendung einer sehr hohen Temperatur wesentliche Bedingungen zu seyn.

1) Diese Annal. Bd. 127, S. 488.

Das im Vorstehenden mehrfach erwähnte *Schwefelmangan* bildet ein grünes Krystallpulver, das unter dem Mikroskop als ein Aggregat von Nadeln erscheint, die häufig baumartig mit einander verwachsen sind. Bei sehr starker Vergrößerung gesehen, stellen sich diese Nadeln als Aggregate kleiner Krystallchen von regulärem Habitus (Octaëder und Würfel) dar.

Das Präparat läßt sich nicht an der Luft (im Wasserbade) trocknen, ohne eine partielle Oxydation (unter oberflächlicher Braunfärbung) zu erfahren. Es muß daher unter Wasserstoff getrocknet werden. Im trockenen Zustande ist es dunkelgrün.

Bei der Analyse desselben wurden aus 0,275 Grm. (unter mäßigem Erwärmen im Wasserstoffstrome getrocknet) 0,241 Grm. Manganoxyduloxyd erhalten. Dieser Werth befindet sich mit der Formel des Schwefelmangans in fast völliger Uebereinstimmung.

	Berechnet:	Gefunden:
Mn = 54	62,79 Proc.	62,84
S = 32	27,21 „	
86	100,00.	

Hinsichtlich seiner Eigenschaften und seines Verhaltens stimmt das Präparat mit dem auf andere Weise bereiteten Schwefelmangan überein.

Berlin, im November 1873.

**VI. Vorläufige Versuche zur Ermittlung des
Verhältnisses zwischen den Dichtigkeits- und
Elasticitäts-Veränderungen der Gase bei
Drucken unterhalb einer Atmosphäre;
von J. A. Siljeström.**

(Aus d. Anhang zu den *Svenska Vet. Acad. Handl.* Bd. II, 1873;
vom Hrn. Verfasser mitgetheilt.)

§. 1.

Bei den Untersuchungen, die Regnault in seiner Abhandlung: *De la compressibilité des fluides élastiques* ¹⁾ beschrieben, hat er die Versuche nicht weiter herab als bis zum Drucke einer Atmosphäre getrieben, und seitdem ist diese Cardinalfrage in der Physik meines Wissens weder von ihm, noch von einem anderen Forscher experimentell aufgenommen worden. Der Grund hiezu liegt wohl nicht bloß in der Schwierigkeit dieser Versuche, sondern auch in den bedeutenden Kosten, welche nothwendig damit verknüpft sind, wenn sie mit letzter Genauigkeit angestellt werden sollen; und was besonders die Versuche bei Drucken unterhalb einer Atmosphäre betrifft, so ist es abschreckend genug, daß ein Experimentator wie Regnault sich in der citirten Abhandlung wörtlich so ausdrückt: „*Les expériences ne peuvent pas être étendues à des forces élastiques très faibles, les mesures ne présentent pas une précision suffisante*“. Es ist indess sehr zu beklagen, daß dieser ausgezeichnete Forscher, für welchen sonst keine Schwierigkeiten zu existiren scheinen, wenn es sich um Auffindung der rechten Mittel zu genauen Beobachtungen handelt, zurückgewichen ist vor den Schwierigkeiten, die in diesem Fall unlängbar vorhanden sind; und wenn dem so ist, muß es für einen Anderen um so kühner erscheinen, sich an eine

1) *Relation des expériences faites par ordre de M. le ministre des travaux publics etc. par M. V. Regnault, Partie I, p. 329 — 428.*

Aufgabe zu wagen, welche er ungelöst liefs, besonders wenn die experimentellen Hilfsmittel, die ihm zu Gebote stehen, hinsichtlich der Genauigkeit nicht den Ansprüchen entsprechen, welche man an die Beobachtungsmethoden machen kann. Die grofsen Kosten, welche zur Erreichung des genannten Zweckes erforderlich sind, haben mich genöthigt, Vorrichtungen zu gebrauchen, die, obwohl auch ziemlich kostspielig, mich dennoch bei weitem nicht den Grad von Sicherheit in den Bestimmungen erreichen liefsen, auf welche man unter anderen Verhältnissen müfste rechnen können. Defsungeachtet habe ich nicht angestanden, den Versuch zu machen, einerseits weil, wenn auch dieser Versuch, selbst was die Hauptsache betrifft, resultatlos seyn sollte, es mir jedenfalls von Interesse zu seyn scheint, sich wenigstens einigermafsen durch directe Erfahrung von der Natur und dem Grade der hier auftretenden Schwierigkeiten zu überzeugen, andererseits auch deshalb, weil wenn auch, wie zu erwarten, die unvermeidlichen Beobachtungsfehler bei der Frage über gröfsere Verdünnungen die zu bestimmende Gröfse selbst übersteigen sollten, es dennoch, sobald sich blofs constante Beobachtungsfehler geltend machen sollten, möglich seyn würde, durch die Menge der Beobachtungen das ihnen an der Genauigkeit Fehlende zu ersetzen, um so ein Resultat zu erhalten, welches, wenn auch unbefriedigend in quantitativer Hinsicht, dennoch, was für jetzt die Hauptsache ist, dazu dienen kann, den allgemeinen Gang der in Rede stehenden Phänomene darzulegen. Hiedurch bin ich auch veranlafst worden, diese in mehrerer Hinsicht unvollkommenen Versuche zu veröffentlichen, mit Angabe einerseits aller der Vorsichtsmaafsregeln, die ich zur Erreichung gröfst möglicher Sicherheit der Beobachtungen befolgte, andererseits mit allem Zweifel, der unter den angedeuteten Verhältnissen zulässig ist, und auch endlich mit dem Wunsch, dafs andere Experimentatoren mit besseren Kräften und besseren Hilfsmitteln, als mir zu Gebote standen, finden mögen, dafs die von mir veröffentlichten Resultate, zu ihrer Bestätigung oder Widerlegung,

neue Untersuchungen erfordern in Betreff einer Frage, die unlängbar zu den allerwichtigsten in der Physik gehört.

§. 2.

Ich beginne mit der Beschreibung des Apparates und der angewandten Beobachtungsmethode. *A* und *B* (Fig. 3 und 4, Taf. VI) sind zwei cylindrische Luftbehälter von Messing, beide etwa 25 Centm. hoch, während der innere Durchmesser von *A* ungefähr 12, und der von *B* ungefähr 8 Centm. beträgt. Der Raum des einen ist folglich etwas mehr als doppelt so groß, wie der des andern (das Verhältniß dieser Volume kann übrigens nach Gutdünken gewählt werden; bei einigen vorbereitenden Versuchen, die ich machte, waren beide Cylinder gleich groß). Diese Behälter, welche natürlicherweise vollkommen luftdicht seyn müssen, communiciren mit einander durch das Rohr *CC* und den Hahn *k*, wogegen *B* mit der äußern Luft oder dem Gasometer durch das Rohr *DD* und den Hahn *k* und mit der Luftpumpe durch das Rohr *EE* und den Hahn *k''* verbunden ist, während *A* durch das Rohr *FF* mit dem Manometerrohr *GH* in Verbindung steht. Die Röhren *CC*, *DD*, *EE*, *FF* bestehen aus soliden Metallstäben von ungefähr 13^{mm} äußerem Durchmesser, die der Länge nach zu einem inneren Kaliber von 2,5^{mm} durchbohrt sind. Das Manometer *GH*, welches zur Bestimmung der Elasticität der Gase im Behälter *A* dient, besteht aus einer herberförmigen Glasröhre von nahe 5^{mm} innerem Durchmesser. Die Elasticität der Gase in dem anderen Behälter *B* wird dagegen gemessen theils durch das Manometer der Luftpumpe, theils durch ein kleineres Manometer *JK*, angebracht wie es Fig. 3 zeigt und ungefähr von gleichem Kaliber mit *GH*. Beide Cylinder sind mit schmelzendem Eise umgeben, und in dem Maafse wie es abschmilzt, fließt das Wasser durch den Hahn *k'''* fort. Die genaueren Maafse und die übrigen hieher gehörigen Details von einigem Belang werden weiter hin vollständig mitgetheilt werden.

Das Verfahren bei den Beobachtungen war nun folgendes. Man schließt den Hahn k' , öffnet k und k'' und pumpt die Luft so vollständig wie möglich aus dem Apparate aus; darauf schließt man k'' und öffnet k' , um die Luft oder sonst ein zu untersuchendes Gas einströmen zu lassen. Ist der Apparat gehörig gefüllt, schließt man wiederum den Hahn k' und läßt ihn während der Beobachtungen geschlossen. In diesem Zustand erhält man den Apparat bis die Luft oder das Gas in A und B vollkommen die Temperatur 0° angenommen hat. Wenn dies geschehen, beobachtet man den Barometerstand ($= H$) und die Höhe der Quecksilbersäule in dem Manometer GH (Kürze halber A -Manometer genannt) d. h. den Höhenunterschied des Quecksilbers in seinen beiden Schenkeln ($= H'$), wo dann $H - H'$ die Elasticität ($= E$) der Luft oder des Gases wird. Hierauf schließt man k , öffnet k'' und pumpt die Luft aus B , bis zu einer sehr geringen Elasticität ($= e$), welche man bestimmt durch Beobachtung entweder am Manometer der Luftpumpe oder am Manometer JK (das eine oder das andere heiße Kürze halber das B -Manometer). Nachdem nun wieder k'' geschlossen worden, öffnet man k , wo dann die Luft oder das Gas sich gleichförmig in A und B ausbreitet und bis zu dem hierdurch bedingten Grad verdünnt. Hierauf beobachtet man wieder den Barometerstand und die Quecksilberhöhe im A -Manometer, da man dann die der in Rede stehenden Verdünnung entsprechende Elasticität ($= E'$) erhält. Nachdem man wieder k geschlossen und k'' geöffnet hat, pumpt man die Luft aus B , schließt k'' und öffnet k , so daß die Luft oder das Gas sich wiederum auf gleiche Weise ausbreiten kann. So fährt man von Verdünnung zu Verdünnung fort, so lange die Umstände es gestatten. Bei den von mir gemachten Beobachtungen war die Anzahl der successiven Verdünnungen im Allgemeinen 13, und die letzte Verdünnung entsprach ungefähr $\frac{1}{100}$ Atmosphäre.

Die Berechnung dieser Beobachtungen ist außerordentlich einfach. Nennt man V und V' die Volume von A und B , gerechnet das erstere von dem Hahn k bis zu einem festen Punkt L am obersten Ende des A -Manometers und das letztere vom Hahne k bis zu dem k'' . Dieß letztere ist dann das Volum der Luftmenge, deren Elasticität $= e$ ist. Dieß ist streng genommen der Fall, wenn man das Manometer der Luftpumpe als Messer der Elasticität e benutzt (d. h. vor Anbringung des Manometers JK), wogegen, nachdem der Apparat mit diesem Manometer versehen ist, eine kleine, die vierte Decimale des Werthes von $\frac{V+V'}{V}$ (Siehe weiterhin) afficirende Correction addirt werden muß. Was die Variationen im Werthe dieser Correction betrifft, so sind sie so unbedeutend gewesen, daß man sie ohne Schaden von der Rechnung ausschließen und die Correction folglich als constant ansehen konnte. Ich werde indess anfangs die Berechnungen für den Fall machen, daß das Manometer der Luftpumpe gebraucht werde (wie bei dem unter Litt. A und B weiterhin im §. 12 angeführten Beobachtungen) und folglich die Elasticität e im B -Behälter dem Volum V' entspricht. Was das Volum V betrifft, so muß zu diesem der Raum im Manometer GH zwischen dem Punkt L und der Quecksilberoberfläche in der Röhre als Correction addirt werden. Angenommen, die Quecksilberoberfläche stehe vor der Oeffnung des Hahnes k um n Centimet. und nach der Oeffnung desselben Hahnes um n' Centm. unter L , und das Volum der Manometeröhre, welches 1 Centm. Höhe entspricht, sey $= \mu$, so hat man folglich vor der Oeffnung des Hahnes die Volume $V + n\mu$ und V' und die Elasticitäten E und e ; die Elasticität E' muß also nach der Oeffnung des Hahnes gemäß dem Mariotte'schen Gesetze werden

$$E' = \frac{E(V + n\mu)}{V + V' + n'\mu} + \frac{eV'}{V + V' + n'\mu} \quad . \quad . \quad (a)$$

und hiermit hat man also die in jedem Fall beobachtete Elasticität zu vergleichen, um zu erfahren, wie weit das

fragliche Gesetz stattfinde oder nicht. Ich habe indeß aus mehreren Gründen vorgezogen, die Frage umzukehren und folgende Gleichung anzuwenden, welche sich aus (a) ergibt, wenn $\beta = \frac{\mu}{V}$

$$\frac{V'}{V} = \frac{E(1+n\beta) - E'(1+n'\beta)}{E - e} \quad . \quad . \quad (b).$$

Nach dieser sind die im Folgenden angeführten Werthe von $\frac{V+V'}{V}$ berechnet. Dieselbe Formel gilt auch für den Fall, daß das *JK*-Manometer gebraucht wird, nur daß an dem Werthe von $\frac{V+V'}{V}$ eine negative Correction (= 0,00097) angebracht werden muß.

Da unter Annahme, daß die Temperatur bei zwei aufeinander folgenden Beobachtungen constant sey, $\frac{V'}{V}$ eine constante GröÙe ist, so muß dieß Letztere auch der Fall seyn mit der GröÙe rechts vom Gleichheitszeichen in der Gleichung (b), im Fall das Mariotte'sche Gesetz stichhaltig ist. Fällt dagegen der Werth von $\frac{V'}{V}$ zu groß oder zu klein aus, so beweist dieses, daß die Elasticität E' entweder größer oder kleiner ist, als sie nach dem Mariotte'schen Gesetze seyn muß. Da ferner β eine sehr kleine GröÙe ist (= 0,000067285), so ist der relative Werth der Glieder, in welche diese GröÙe eingeht, sehr unbedeutend, und der mögliche Fehler, der bei seiner Bestimmung begangen werden kann, ist so gut wie absolut ohne Einfluß auf das Hauptresultat. Ein höherer Grad von Genauigkeit in der Bestimmung von V und μ ist aus diesem Grunde nicht nöthig, wie später hin bewiesen werden soll; und wenn, wie zuvor erwähnt, die Temperatur stets auf 0° gehalten wird, so reducirt sich also das Problem *nur auf Elasticitätsbestimmungen*, beruht aber ganz und gar auf der größeren oder geringeren Genauigkeit, mit welcher die GröÙen E , E' , e in jedem Fall aus den directen Beobachtungen hergeleitet werden können.

Nach dieser allgemeinen Beschreibung der angewand-

ten Beobachtungsmethode habe ich noch Rede zu stehen über die Fehler, welche sich möglicherweise bei dem einen oder dem anderen der instrumentellen Hilfsmittel oder selbst bei den Beobachtungen einschleichen können, so wie über die Wege, welche ich eingeschlagen habe, um diese Fehler möglichst zu vermeiden, und über die Correctionen, die anzubringen nöthig sind.

§. 3.

Um vollkommen sicher zu seyn, daß die *Luftbehälter*, wenn darin die Luft in bedeutendem Grad verdünnt wurde, ihr Volumen durch den Druck der Atmosphäre nicht veränderten, wurden dieselben aus dickerem Material verfertigt, als eigentlich zum Zweck nöthig war. Zu demselben Behufe ist in *A* die Dicke der Wand = $6,2^{\text{mm}}$, und die des Bodens $6,6^{\text{mm}}$, in *B* die Dicke der Wand = $4,8^{\text{mm}}$ und die des Bodens $6,2^{\text{mm}}$.

Die Prüfung des Apparats in Bezug *Luftdichtheit* geschah auf die Weise, daß man, nachdem der Hahn *k'* geschlossen und *k* geöffnet worden, die Luft bis zu dem höchsten Grad der bei den Versuchen vorkommenden Verdünnung und darüber hinaus auspumpte, dann den Hahn *k''* schloß, das Barometer und das *A*-Manometer ablas, und darauf das Ganze unter Beibehaltung der 0° Temperatur unverändert 24 Stunden stehen ließ. Wenn nun Barometer und Manometer wieder abgelesen wurden, so zeigte der Unterschied zwischen den Veränderungen beider, ob der Apparat undicht gewesen war oder nicht (Nach dem weiterhin Angeführten war es hierbei nicht nöthig auf die mögliche Ausdehnung und Zusammenziehung der Luft in Folge von Temperaturvariationen am Manometer Rücksicht zu nehmen.) Solche Versuche machte man theils zu Anfang sämtlicher Beobachtungen, theils am Schlusse derselben, theils einige Mal dazwischen am Schlusse besonderer Gruppen von Beobachtungen. Auf diese Weise wurden unten stehende Vergleiche erhalten, worin bezeichnen: *H*, *H'* die Angaben des Barometers und Manometers an einem Tage,

H_1 , H'_1 die am folgenden Tage, und Δ den Unterschied zwischen den Veränderungen beider Instrumente.

Beobachtungen		$H - H_1$	$H' - H'_1$	Δ
No. 1	8. — 9. Dec.	— 0,630	— 1,135	0,505
„ 2	23. — 24. „	+ 17,166	+ 16,592	0,574
„ 3	31. Dec. — 1. Jan.	+ 0,925	+ 1,052	0,127
„ 4	2. — 3. Jan.	+ 3,721	+ 3,780	0,059
„ 5	26. — 27. Jan.	+ 0,138	— 0,124	0,262.

Da dieses zeigt, daß die Unterschiede innerhalb der Gränzen der möglichen Beobachtungsfehler lagen, so darf man schließen, daß der Apparat sich vollkommen luftdicht bei den Versuchen erwies, umsomehr, als die größten Unterschiede entgegengesetzte Richtung haben, als sie haben müßten, wenn Luft in den Apparat eingedrungen wäre. Die Beobachtungen No. 4 wurden gemacht als die Luftbehälter mit Wasserstoffgas gefüllt waren, woraus folgt, daß selbst diese Gasart leicht in den Apparat eingeschlossen gehalten werden konnte. Uebrigens dürfte noch bemerkt werden, daß selbst eine so große Undichtheit wie ein ganzes Millimeter auf 24 Stunden, im Fall sie vorkäme, keinen merkbaren Einfluß wenigstens auf die Versuche mit atmosphärischer Luft haben würde, denn sie würde nur $\frac{1}{24}$ Millim. in einer Stunde betragen, während im Allgemeinen zwischen zwei auf einander folgenden Verdünnungen und Elasticitätsbestimmungen nicht eine Viertelstunde verstrich.

§. 4.

Dadurch, daß die Gefäße A und B von schmelzendem Eise umgeben sind, ist jede *Temperaturbestimmung* überflüssig gemacht. Da ferner nichts wichtiger war, als daß die Luft oder das Gas in A und B genau die gehörige Temperatur annahm, so habe ich, um darüber möglichst sicher zu seyn, und wenigstens jedes Gutdünken auszuschließen, die erwähnten Luftbehälter während *der ganzen Dauer* der Beobachtungen (nur mit Ausnahme einiger Tage,

da die Beobachtungen unterbrochen werden mußten) in Eis stehen lassen, welches stets nachgefüllt wurde in dem Maafse, als das durch das Schmelzen desselben gebildete Wasser durch den Hahn *k'''* abfloß. An jedem Tage schlossen die Beobachtungen ungefähr um 2 bis 3 Uhr Nachmittags. Darauf wurde der Apparat ausgepumpt und wiederum mit Luft zu einem neuen Versuch gefüllt und bis zum andern Tage etwa bis 11 Uhr Vormittags stehen gelassen, da eine neue Beobachtungsreihe anfang. Da das Eisgefäß *MNOP* von bedeutenden Dimensionen war und die Temperatur des umgebenden Raumes nicht 9 bis 10° überstieg (nur zwei oder drei Mal etwas höher, öfters niedriger war), so war während eines Tages nur drei oder vier Mal eine Nachfüllung nöthig. Absichtlich sind die Röhren *CC*, *DD*, *FF* so lang genommen, damit das Eis ohne Nachtheil etwas tief sinken könne, doch nicht bis zur oberen Fläche der Gefäße *A* und *B*. Andererseits ist der Hahn *k'''* in eine lose Scheibe eingesetzt, die in dem Boden des Eisgefäßes fest geschraubt ist, so daß man sich durch deren Abschrauben leicht überzeugen kann, ob das Eisen auf dem Boden ruht oder an den Wänden hängt. Um diesem zuvorzukommen, wurde übrigens das Eis zu gewissen Zeiten mit einem Holzstock umgerührt und zusammengedrückt. Die Ringe *a*, *b* (Fig. 5, Taf. VI), in welchen die Gefäße (jedoch nur mit ihren äußersten Rändern) ruhen, sind sehr schmal, und ruhen selbst wiederum auf dem schmalen auf der Kante stehenden Metallstück *cc*, welches die beiden Segmente *dd* vereinigt, die auf dem Boden ruhen und dem Ganzen zur Stütze dienen, so daß das Eis nicht gehindert wird, sich unter den Boden der beiden Gefäße zusammenzudrücken.

Unter diesen Umständen kann ich es nur als im höchsten Grade annehmlich betrachten, daß die Luft in den Behältern sich stets in der Temperatur 0° befand und vor Allem, daß selbst, wenn gegen alle Vermuthung eine Abweichung hiervon stattgefunden hätte (man weiß, wie schwer es ist, eine Temperatur absolut constant zu halten), diese doch

von keiner nennenswerthen Bedeutung innerhalb der Zeit zweier consecutiven Beobachtungen seyn konnte, da diese, wie schon erwähnt, gewöhnlich innerhalb einer Viertelstunde geschahen; und da weniger daran liegt, daß die Temperatur absolut constant war, so halte ich mich zu dem Schluß berechtigt, daß kein für die Hauptfrage irgend wie bedeutender Fehler durch die hier angedeuteten Ursachen rücksichtlich der *Temperatur* der Luft oder des Gases be- gangen worden ist.

Dagegen ist klar, daß eine Fehlerquelle darin liegt, daß die Luft, welche sich in einem Theile der Röhren *CC*, *DD*, *EE*, sowie in den Manometern über der Quecksilberfläche befand, nicht von Eis umgeben, sondern der Einwirkung der äußeren Luft ausgesetzt war. Allein dieses Luftvolum betrug im Maximum d. h. wenn das Quecksilber am tiefsten in dem *A*-Manometer stand, nur $\frac{1}{400}$ des Volums der Behälter *A* und *B*, so daß selbst im Fall die Temperatur des ersteren Luftvolums gleich gewesen wäre der des Zimmers oder 9 bis 10 Grad, der mögliche Fehler eine geringere Gröfse seyn wird, als man im Allgemeinen hoffen kann, mit den gewöhnlichen thermometrischen Mitteln sicher zu bestimmen. Und zieht man in Betracht, daß die in den Metallröhren *CC*, *DD*, *EE* enthaltene Luft unmöglich die Temperatur der äußeren Luft haben konnte, da sich durch Leitung eine bedeutende Abkühlung von den in Eis eingetauchten Theilen der Röhre her fortpflanzen mußte, auch daß das Volum des schädlichen Raumes in dem Manometer *GH* (der hier wesentlich von Einfluß ist) sehr schnell abnahm und schon nach den ersten Verdünnungen ganz unbedeutend ward, so findet man, daß ein aus den erwähnten Ursachen entstehender Fehler in keinem nennenswerthen Grade sich geltend gemacht hat. Noch mehr wird dieß klar, wenn man sich erinnert, was zuvor gesagt worden, daß hier eigentlich, mehr als die absolute Temperatur, die *Gleichheit* der Temperatur bei zwei auf einander folgenden Elasticitätsbestimmungen von Gewicht ist; denn mit Beachtung dieses zeigt sich, daß,

da die Temperatur des Zimmers während einer ganzen Beobachtungsreihe nicht mehr als 2 bis 3 Grade variierte, der besprochene Einfluß der äusseren Luft so gut wie absolut Null gewesen seyn muß.

Eine andere Frage von grosser Wichtigkeit ist die, ob aus Bewegungen der Luft in dem Apparat Temperaturveränderungen von schädlichem Einfluß auf die Resultate entspringen konnten. Durch Auspumpen wird die Luft in *B* verdünnt, dagegen durch Oeffnen des Hahnes *k* verdichtet, während die Luft in *A* sich verdünnt. Nimmt man z. B. die erste Verdünnung, so erfolgt in *B* durch Auspumpen eine Verdünnung von 1 Atmosphäre oder etwa 760 Millim. bis etwa 2 oder 3 Millim., dagegen durch Oeffnen des Hahnes *k* eine Verdichtung von etwa 2 oder 3 Millim. bis etwa 520 Millim. und in *A* eine Verdünnung von etwa 760 Millim. bis etwa 520 Millim. Ohne mich auf das Theoretische dieser Frage einzulassen, hat es mir am Besten geschienen, sie durch Erfahrung zu beantworten. Anfangs hatte ich mir vorgestellt, daß nach der Oeffnung des Hahnes *k* eine ziemlich lange Zeit verstreiche, bevor sich das Gleichgewicht wieder herstelle, fand aber durch mannigfache Versuche bei höherem und niederem Druck, daß das Manometer schon nach einigen wenigen Minuten vollkommen stationär ward, so daß in Folge des die Beobachtung späterhin bedeutend schneller angestellt werden konnte, als ich anfangs gedacht hatte. Da nun, wenn eine Temperaturveränderung eingetreten wäre, die Wiederherstellung der Temperatur sich unwillkürlich bald genug am Manometer gezeigt haben würde¹⁾, so muß ich aus der an-

- 1) Als Beweis der *Langsamkeit*, mit welcher die in einem Metallbehälter eingeschlossene Luft nach einer Temperaturveränderung die Temperatur des umgebenden Mediums wieder annehme, führt Regnault (*l. c. T. III, p. 681*) an, daß, wenn der Behälter ein Cylinder von 20 Centm. Durchmesser war, 10 bis 15 Minuten erfordert wurden, ehe das Manometer zum Stillstand kam. Da nun meine Cylinder nur 8 bis 12 Centm. im Durchmesser hielten, so würde nach dieser Erfahrung, wenn eine merkbare Temperaturveränderung stattgefunden hätte, das Gleichgewicht sich ohne Zweifel innerhalb der Zeit für zwei successive Beobachtungen wieder hergestellt haben.

geführten Erfahrung den Schluss ziehen, daß, wäre in diesem Fall ein Fehler begangen worden, er wenigstens zu gering war, um sich in meinen Apparaten bemerklich zu machen und folglich auch um einen merkbaren Einfluß auf die später angegebenen Resultate haben zu können. So auch, was die Luftauspumpung aus dem *A*-Behälter betrifft. In der That folgt aus Regnault's, Joule's und Dalton's Versuchen, so weit sie hier anwendbar sind, daß durch die in Rede stehenden Ursachen keine Temperaturveränderung von merkbarem Einfluß hervorgebracht werden kann, wovon ich mich überdies durch besondere thermometrische Versuche mit demselben Apparate überzeugt habe.

§. 5.

Um das innere *Volum* der Gefäße *A* und *B* durch directe Messung zu bestimmen, wurde das obere Ende derselben wie *MN* in Fig. 6, Taf. VI geformt und nach bewerkstelligter Messung der Deckel *LL* eingelegt und an dem wohlpassenden Rand mittelst Löthung dicht befestigt. Als Mittelzahl aus mehreren Messungen ergab sich für den größeren Cylinder *A* ein innerer Durchmesser = 11,75 Centm. und eine Höhe = 24,713 Centm., für den Cylinder *B* ein innerer Durchmesser = 8,0283 Centm. und eine Höhe = 24,80 Centm. Es betrug also der Raum des ersten = 2684,30 und der des letzteren = 1255,42 Kubikcentm. Da ferner der innere Raum der mit *A* verbundenen Röhre zwischen dem Hahn *k* und dem Punkt *L* auf dem Manometer *GH* = 5,09 Kubikcentm. ist, und der der mit *B* verbundenen Röhre zwischen dem Hahn *k* und den Hähnen *k'*, *k''* = 4,81 Kubikcentm., so ist $V = 2684,30 + 5,13 = 2689,43$ Kubikcentm. und $V' = 1255,42 + 4,81 = 1260,23$ Kubikcentm. Daraus $\frac{V+V'}{V} = 1,46859$. Nach dem weiterhin Angeführten scheint der wahre Werth von $\frac{V+V'}{V}$ sehr nahe = 1,472 zu seyn. Der Unterschied, der etwa $\frac{1}{400}$ des Ganzen ausmacht, ist nicht größer, als daß er sich durch

einen möglichen Fehler bei der directen Ausmessung erklären läßt. Dagegen würde ein mehrmalig größerer Fehler, als schicklicher Weise bei der Bestimmung von V angenommen werden könnte, nicht den geringsten merkbaren Einfluß auf den Werth von $\beta (= \frac{\mu}{V})$ ausüben.

Da das Manometerrohr, wie weiterhin gezeigt werden wird und besonders der hier in Frage kommende Theil desselben, als vollkommen cylindrisch angesehen werden kann und mehrfache bei verschiedenen Gelegenheiten wiederholte Messungen dessen Kaliber = 4,8 Millim. ergeben haben, so wird $\mu = 0,180956$ Kubikcentm. und folglich $\beta = \frac{0,180956}{2689,4327} = 0,000067285$. Wenn man nun auch in diesem Werthe einen so großen Fehler wie $\frac{1}{10}$ des Ganzen annehmen wollte (was nicht leicht möglich ist), so kann doch der vereinte Einfluß auf den Werth von $\frac{V+V'}{V}$ nach Gleichung (b) nebst der dabei in gewissen Fällen anzubringenden Correction (S. 456) sich erst in der fünften Decimale merkbar machen, wogegen er mit steigender Verdünnung immer mehr abnimmt. Unter solchen Umständen dürfte denn auch diese Fehlerquelle mit Rücksicht auf die Resultate, welche die Beobachtungen gegeben haben, als ganz zu vernachlässigen seyn (siehe das weiterhin Angeführte).

§. 6.

Nachdem es auf solche Weise geglückt war, die Hauptversuche und deren Resultate so gut wie ganz unabhängig zu machen sowohl von Temperatur- als Volumbestimmungen, blieb noch nachzusehen, welchen Grad von Sicherheit die *Elasticitätsbeobachtungen* haben würden. In dieser Hinsicht lassen die von mir angewandten gewiß manches zu wünschen übrig. (Ich selbst werde einige wesentliche Verbesserungen, die wünschenswerth sind, angeben). Aber nichtsdestoweniger ist es mir geglückt,

eine grössere Uebereinstimmung zwischen den Beobachtungen zu erlangen, als ich selbst zu erwarten wagte.

Um die Fehler zu vermeiden, welche hiebei entstehen (und ganz bedeutend seyn) können, wenn das Quecksilber in dem Barometer und den Manometern mit Quecksilber von nicht ganz gleichem specifischem Gewicht gefüllt sind, habe ich durch Hrn. Instrumentenmacher Åderman eigends zu dem Zweck das Barometer und die Manometer mit Quecksilber füllen lassen, das zwar nicht absolut rein, aber doch nach den Vorschriften der schwedischen Pharmakopöe gereinigt worden war. Dieses Quecksilber, dessen spec. Gewicht ich nach Reduction auf das Vacuum = 13,5825 fand, blieb während der ganzen Zeit, daß ich die Instrumente brauchte, vollkommen klar auf der Oberfläche, so daß niemals die Ablesung gehindert war. Daß es nicht absolut chemisch rein war, hat für die Hauptfrage keine Bedeutung, weil der daraus entspringende Fehler in sämtliche Glieder sowohl des Zählers als des Nenners der Gleichung (*b*) als Factor eingeht und folglich keinen Einfluß auf den Werth von $\frac{V + V'}{V}$ haben kann.

§. 7.

Da es für eine Untersuchung wie diese von größter Wichtigkeit ist, den *absoluten Barometerstand* genau bestimmen zu können, so hat man sich klar zu machen, was man in dieser Hinsicht erwarten darf. Dabei kann es nicht entgehen zu bemerken, welche keineswegs unbedeutende Verschiedenheiten zwischen den Angaben von Barometern, die als normale angesehen wurden, beobachtet worden sind. Schon vor vielen Jahren haben Bravais und Martins¹⁾ beim Vergleiche mehrer Barometer gefunden, daß folgende Correctionen nöthig waren, um deren Angaben in Uebereinstimmung zu bringen mit dem Instrument, welches sie als ein normales betrachteten.

1) *Voyages de la Commission scientifique du Nord, Météorologie, T. I, p. 333.*

Barom. Pistor	Upsala, Sternwarte	Corr. = + 0,49 ^{mm}
" "	Stockholm "	" + 0,60
" Buzengeiger	Kopenhagen, Polyt. Schule	" + 0,03
" Pistor	Berlin, Sternwarte	" + 0,21
" "	" Poggendorff	" + 0,10
" Hoffmann	Dresden, Math. Salon	" + 0,25
" Buzengeiger	Halle, Kämtz	" - 0,24
" Rumph	Göttingen, Sternwarte	" + 1,20
" Crahay	Brüssel, "	" + 0,145
" Gourdon	Genf, "	" - 0,40
" "	St. Bernhard, Hospiz	" - 0,35
" "	Bern, Trechsel	" - 0,66
" "	Neuchatel, Nicollet	" - 1,40
" Oeri	Luzern, Ineichen	" - 0,87
" "	Zürich, Naturf. Gesellsch.	" - 0,22
" Fortin u. Hermann	Lyon, Sternwarte	" + 0,12
" Spinelli	Marseille, "	" + 0,51

Später hat Rikatscheff¹⁾ mittelst eines von Browning in London verfertigten Fortin'schen Reisebarometers (No. 44) mehr Normalbarometer verglichen und folgende Resultate erhalten:

Barom. Kupfer No. 1.	Barom. Browning No. 44	= - 0,130 ^{mm}
" "	Petersburg, Akad.	- 0,308
" "	Greenwich, Sternwarte	- 0,112
" "	Paris, "	- 0,359
" "	München, "	- 0,481
" "	Brüssel, "	+ 0,134
" "	Utrecht, "	- 0,674
" "	Christiania "	+ 0,136
" "	Upsala "	- 0,112
" "	Berlin, Dove	- 0,460
" "	Stockholm, Akad.	- 0,275
" "	Kopenhagen, Agricult. Akad.	- 0,591.

Der größte Unterschied zwischen zwei Instrumenten beträgt in der letzten Vergleichungstabelle 0^{mm},81 und in der ersten 2^{mm},60, oder wenn man sich nur auf Sternwarten-Barometer beschränken will 1^{mm},00. Hieraus er-

1) Wild, Jahresbericht des physikalischen Centralobservatoriums für 1869.

hellst unstreitig, daß man sich, ohne nähere Untersuchung, nicht auf die Bestimmungen des absoluten Barometerstandes durch als normale Instrumente angesehene Barometer verlassen darf, sobald es sich um so kleine Größen handelt, als hier zu bestimmen sind. Das hier in der letzten Tabelle genannte, der K. Akademie d. Wiss. gehörige Normalbarometer, mit welchem ich das von mir benutzte zu vergleichen Gelegenheit hatte, scheint indeß ein besonderes Zutrauen zu verdienen. Es ist ein Gefäßsbarometer, ursprünglich verfertigt von Pistor und Martin, aber späterhin durch den Instrumentenmacher Åderman in Stockholm aufs Neue mit Quecksilber gefüllt und ajustirt. Das Quecksilber dazu wurde von dem verstorbenen Prof. Ullgren gereinigt, und das specif. Gewicht desselben fand Prof. Edlund = 13,596. Durch eine Messung der Quecksilbersäule mittelst des Kathetometers hat auch Prof. Edlund die Scale controlirt; und da er überhaupt diesem Instrumente die höchst mögliche Vollkommenheit zu geben suchte, so hat man, wie gesagt, allen Grund, Vertrauen in dasselbe zu setzen. Die Skale dieses Barometers ist in Pariser Zoll und Linien getheilt und die Ablesung geschieht mittelst Mikroskope.

Das von mir benutzte Barometer ist ein von Hr. Åderman mit größter Sorgfalt verfertigtes Heberbarometer mit beweglicher Skale und Nonien zum Ablesen. Auf Grund des Gesagten hätte ich mich darauf beschränken können, es mit dem eben beschriebenen Normal-Instrument zu vergleichen. Indeß schien es mir nicht ohne Interesse zu seyn, mich durch directe Untersuchung von der Beschaffenheit des Instruments zu überzeugen. Wie zuvor erwähnt, habe ich das spec. Gewicht des Quecksilbers = 13,5825 gefunden. Diefes erfordert, beim Vergleich mit dem Normalbarometer, eine Correction von = $-0^{\text{mm}},755$. Die Skale habe ich verglichen mit einer der K. Akad. d. Wiss. gehörigen Etalon-Skale von Gambey und sie, was die Theilung selbst betrifft, vollkommen richtig befunden, während sich, bei dem weiterhin ange-

führten Vergleich mit dem Normalinstrument ergab, daß die Lage des Nullpunkts eine Correction $= + 4^{\text{mm}},432$ erforderte.

Der Vergleich beider Instrumente, nachdem sie, so weit es möglich war, auf gleiche Temperatur gekommen, gab folgende Resultate:

Normalbarometer: $28'' 4'' ,04 = 767^{\text{mm}},138$

Äderman's Barometer, directe Ablesung: $763^{\text{mm}},5$.

Hierzu die vorhin angegebenen Correctionen $- 0,755$ und $+ 4,432$ addirt, erhält man den Barometerstand nach Äderman's Instrument $= 767,177$, was von der Angabe des Normalinstruments nur $0^{\text{mm}},039$ abweicht, d. h. um eine Gröfse, die innerhalb der Gränzen der möglichen Beobachtungsfehler liegt. Die unbedeutende Correction wegen der Capillarität macht keine merkbare Veränderung. Bei den vorhergehenden Vergleichen war einerlei Resultat erhalten worden, selbst mit geringeren Unterschieden als $0^{\text{mm}},1$. Diese Uebereinstimmung zwischen zwei Barometern, welche in Bezug auf alle die Genauigkeit des Resultats bedingenden Umstände (da die Luftleerheit bei diesen Instrumenten als absolut betrachtet werden kann) selbstständig untersucht wurden, dürfte zu der Annahme berechtigen, daß sie innerhalb der angeführten Gränzen, den absoluten Luftdruck wirklich angeben, und daß ich mich, unter Beachtung der gehörigen Correctionen, auf das angewandte Barometer verlassen konnte. (Was hierbei besonders die Correction für das spec. Gewicht des Quecksilbers betrifft, so erinnere ich an das zuvor in dieser Hinsicht Gesagte.)

§. 8.

Das *Manometer GH*, bestehend aus einer heberförmigen Glasröhre von etwa $4^{\text{mm}},8$ innerem Durchmesser, ist versehen mit einer in Millimeter getheilten Skale, die an einem Brette *QR* befestigt ist. Diefs letztere hat gleiche Breite wie der Apparat, hat parallele Seitenkanten und ist gefirnifst; es dient dazu, theils mittelst Stellschrauben

SS die Skale vertical zu stellen, theils das Manometer vor der directen Strahlung aus dem Eisgefäße zu schützen. Diese Skale wurde ebenfalls mit dem zuvor genannten Gambey'schen Etalon verglichen und in ihrer ganzen Länge nur um etwas über $0^{\text{mm}},2$ fehlerhaft befunden, für kleinere Theile im Verhältniß dazu, wofür die erforderliche Correction angebracht wurde. Die Ablesung geschah ohne optische Hilfsmittel, aber so, daß das Auge immer auf die verticale Kante des Brettes *QR*, folglich immer in demselben Abstand von der Skale gehalten ward. Durch Beachtung der gewöhnlichen unter solchen Umständen zur Vermeidung einer Parallaxe erforderlichen Vorsichtsmaafsregeln ist es mir geglückt, mit ziemlicher Sicherheit Zehntel-Millimeter zu schätzen.

Da es sowohl für die Volums- als Capillaritäts-Correctionen von der größten Wichtigkeit ist, daß die Röhre vollkommen cylindrisch sey, so habe ich auch angelegentlich untersucht, in wie weit dieß der Fall war. Nachdem unter einer Menge von Glasröhren diejenige ausgewählt worden, welche vorzugsweise von gleichförmigem Kaliber zu seyn schien, wurde dieselbe in drei Stücke zerschnitten, von denen das eine (*a*) sich von dem obersten Punkt über *L* bis etwas unter den Punkt erstreckte, bis wohin das Quecksilber auf dieser Seite niemals herabsank, das andere (*b*) von dem Ende *H* bis etwas unter den Punkt reichte, bis wohin das Quecksilber auf dieser Seite höchstens sank, und das dritte die Verbindung zwischen diesen beiden machte. Hierdurch war man in den Stand gesetzt, theils an mehreren verschiedenen Stellen das Kaliber genau zu messen, theils zu den Stücken (*a*) und (*b*) die zweckdienlichsten zu wählen. Durch directe Messungen, so genau wie möglich und bei mehreren besondern Gelegenheiten angestellt, wurde das Kaliber von (*a*) sowohl aufwärts als abwärts genau als dasselbe $= 4^{\text{mm}},8$ gefunden, aber das von (*b*) am oberen Ende $= 4^{\text{mm}},8$ und am unteren $= 4^{\text{mm}},9$. Außer der directen Kalibrirung, habe ich mich, nachdem das Manometer an seinen Ort

gebracht war, noch auf die Weise von dem gleichen Kaliber der Röhre überzeugt, daß ich das Quecksilber in dem einen Schenkel der Röhre steigen und in dem andern sinken ließ, und die Höhe der steigenden Quecksilbersäule mit der der sinkenden verglich. So erhielt ich

a) zwischen ungefähr den Gränzen 390^{mm} und 510^{mm} im Steigen und 390^{mm} und 270^{mm} im Fallen an der Skale, als Mittel von 30 Beobachtungen

im Steigen	im Fallen	Unterschied
122 ^{mm} ,01	122 ^{mm} ,19	0 ^{mm} ,18

dem entspricht ein Mittelwerth des Röhrendurchmessers an der einen Seite = 4^{mm},8 (ausgemessen) und an der anderen = 4^{mm},796, oder so gut wie identisch.

b) Zwischen ungefähr den Gränzen 510^{mm} und 590^{mm} im Steigen und 270^{mm} und 190^{mm} im Fallen an der Skale, als Mittel von 30 Beobachtungen

im Steigen	im Fallen	Unterschied
83 ^{mm} ,12	83 ^{mm} ,04	0 ^{mm} ,08

entsprechend einem Mittelwerth des Durchmessers auf der einen Seite = 4^{mm},8 und auf der andern = 4^{mm},802, oder ebenfalls so gut wie identisch.

c) Zwischen ungefähr den Gränzen 590^{mm} und 685^{mm} im Steigen und 190^{mm} und 95^{mm} im Fallen an der Skale, als Mittel von 30 Beobachtungen

im Steigen	im Fallen	Unterschied
95 ^{mm} ,943	93 ^{mm} ,696	2 ^{mm} ,247

entsprechend einem Mittelwerth des Röhrendurchmessers auf der einen Seite = 4^{mm},8 und auf der anderen = 4^{mm},857, oder 0^{mm},057 gröfser.

d) Zwischen ungefähr den Gränzen 685^{mm} und 765^{mm} im Steigen und 95^{mm} und 15^{mm} im Fallen an der Skale, als Mittel von 30 Beobachtungen

im Steigen	im Fallen	Unterschied
79 ^{mm} ,318	77 ^{mm} ,525	1 ^{mm} ,793

entsprechend einem Mittelwerth des Durchmessers auf der

einen Seite = $4^{\text{mm}},8$ und auf der anderen = $4^{\text{mm}},855$, oder $0^{\text{mm}},055$ gröfser.

Die einzelnen Beobachtungen wichen sehr wenig von einander ab, so dafs die vorstehenden Resultate vollkommen zuverlässig seyn müssen. Man findet aus ihnen, dafs sicher der untere Theil des einen Schenkels der Röhre ein etwas gröfseres Kaliber als das Uebrige hatte, wie auch die directe Messung zu erkennen gab, dafs aber die in Rede stehenden Ungleichheiten, wegen ihrer Geringfügigkeit, ohne alle Bedeutung für die Hauptfrage sind. Delsungeachtet habe ich bei Anbringung der Capillaritäts-Correctionen nach Delcros' Tabelle (siehe weiterhin) den beobachteten Unterschied im Kaliber berücksichtigt. Bemerken mufs ich auch, dafs ich bei diesen Vergleichen abgesehen habe von der etwas verschiedenen Form des Meniskus, weil die Unterschiede, die daraus entstehen können, vollkommen ohne Bedeutung sind.

§. 9.

Zum Auspumpen der Luft aus *B* bediente ich mich einer Luftpumpe von Bianchi, Eigenthum der schwedischen Gewerkschule, welche ihr Laboratorium und ein besonderes Zimmer bereitwilligst zu diesen Versuchen hergab. Mit derselben, nachdem eine Verbesserung daran angebracht worden, habe ich die Verdünnung bis ungefähr zu einem Millimeter treiben können; allein obgleich es zu wünschen war, die Verdünnung jedesmal bis zu diesem Punkt zu bringen, bin ich doch genöthigt worden, davon abzustehen, theils weil beim fortgesetzten Gebrauch die Luftpumpe nicht gleich gut arbeitete (sie mufste wirklich im Fortgange der Versuche mehrmals gereinigt und nachgesehen werden), theils weil es zu viel Zeit in Anspruch genommen haben würde, die Verdünnung immer auf den höchst möglichen Grad zu bringen, was aus anderen Gründen nicht einmal rathsam oder thunlich war. In Folge dafs schwankte die Elasticität der Luft in *B*, nach der Auspumpung, bei verschiedener Gelegenheit ge-

wöhnlich zwischen 1 und 3 Millim. Bei dem Auspumpen wurde übrigens so verfahren, daß man zuerst die Luft aus den Kanälen und dem Verbindungsrohr der Luftpumpe wohl auspumpte, darauf unter gleichmäßsig fortgesetztem Auspumpen den Hahn *k*" öffnete, dann, selbst nach den größten Verdünnungen, die Luft immer mit recht bedeutender Kraft in dem Verbindungsrohr aussog. Wenn das Manometer anfang langsam zu sinken, wurde die Luftpumpe abgeschlossen, die Operation abgebrochen, das Manometer abgelesen und der Hahn *k*" verschlossen. Diefs war der Gang, wenn das Manometer der Luftpumpe zur Bestimmung der Elasticität benutzt wurde, was der Fall war bei den Versuchen mit Luft unter Litt. *A* und *B* in den später folgenden Tafeln (§. 12.) Wenn dagegen das Manometer *JK* gebraucht ward, wie das bei den Versuchen mit Luft unter Litt. *C* und den übrigen Gasarten der Fall war, so wurde, zur festgesetzten Zeit und unter fortgesetztem Auspumpen, der Hahn *k*" geschlossen und darauf das Manometer abgelesen.

Das benutzte *Luftpumpenmanometer* war eigens hierzu von Hrn. Åderman verfertigt. Es hält 6^{mm},8 im inneren Durchmesser und ist im Uebrigen von solchen Dimensionen, daß auch eine ganz merkliche Luftblase, wenn eine solche gefunden, keinen zu beachtenden Einfluß ausübt. Die Ablesung dieses Manometers geschah, wie beim Manometer *JK*, auf gewöhnliche Weise an einer daneben befestigten, in Millimeter getheilten Scale. Das letztere Manometer hielt nur 4^{mm},7 im inneren Durchmesser (oder ungefähr so viel wie das Manometer *GH*) und war bloß einige wenige Centimeter lang, um zu vermeiden, daß auch auf dieser Seite des Apparats eine Volumcorrection nöthig seyn sollte. Eine geringe Correction würde sicherlich nach dem zuvor Angeführten zu machen gewesen seyn, aber diese hätte constant gesetzt werden können und wäre nur auf die vierte Decimale des Werthes von $\frac{V+V'}{V}$ von Einfluß gewesen. Da diese Correction sämmtliche Werthe

von $\frac{V+V'}{V}$ gleichmäfsig afficirt, so hat der mögliche Fehler in deren Bestimmung keinen eigentlichen Einfluß auf das Hauptresultat ausgeübt. Streng genommen ist diese Correction nicht constant; aber ihre Variationen sind so klein, daß sie nur auf die 5. und 6. Decimale einwirken, und deßhalb zur Vereinfachung der Rechnung ohne Schaden vernachlässigt werden können. Uebrigens war dieses kleine Manometer vollkommen luftleer und besaß außer anderen Vortheilen auch den, daß es mit größerer Sicherheit als das Luftpumpenmanometer abgelesen werden konnte. Da indeß solchergestalt bei verschiedenen Gelegenheiten zwei verschiedene Instrumente zu demselben Zweck angewandt wurden, so ist es von Interesse, sich zu überzeugen, ob und in welchem Grade sie mit einander übereinstimmten. Ich theile hier deshalb einen von mehreren, im Laufe der Versuche gemachten derartigen Vergleichen mit:

Luftpumpen- manometer	Manometer JK	Unterschied
mm	mm	mm
5,727	5,955	— 0,228
2,878	2,955	— 0,077
2,815	2,555	+ 0,260
2,934	2,755	+ 0,179
4,542	4,318	+ 0,224

Mittel = + 0,071.

Bei mehreren Gelegenheiten wurden, wie oben erwähnt, ähnliche Vergleiche gemacht, welche aber alle darin übereinstimmten, daß sie keine größere Unterschiede als 1 bis 2 Zehntel-Millimeter ergaben, was auch den ungefähren Grad von Genauigkeit anzeigt, welcher mit diesen Instrumenten zu erreichen ist. Indefs geschah, wie gesagt, die Ablesung sicherer an JK als am Manometer der Luftpumpe.

§. 10.

Bei allen Beobachtungen sowohl des Barometers als des Manometers habe ich die *Capillarität* nach Delcros' Tabellen corrigirt ¹⁾, zu welchem Zweck ich jedesmal neben der Höhe der Quecksilbersäule auch die Höhe des Meniskus beobachtete. Die von mehreren Beobachtern bemerkte Verschiedenheit der Capillardepression in dem längeren Schenkel des Barometer- oder Manometerrohrs, wo die Luft verdünnt ist, von der im kürzeren, wo der atmosphärische Druck wirkt, wurde mit besonderer Rücksicht untersucht und damit übereinstimmend die Correction angebracht.

Die *Reduction auf 0° Temperatur* habe ich nach der Formel

$$H_0 = \frac{H}{1 + 0,000162128 t}$$

und dabei für das Quecksilber den Dulong-Petit'schen Ausdehnungscoefficienten und für das Messing den von Svanberg und Rudberg gefundenen benutzt. Die Temperatur des Barometers wurde wie gewöhnlich durch ein in dessen Mitte befestigtes Thermometer angegeben. Da ich befürchtete, daß durch Luftströme ringsum den Behälter ein so angebrachtes Thermometer die Temperatur des Manometers *GH* fehlerhaft angeben könnte, so habe ich in verschiedenen Höhen drei Thermometer daran befestigt, die indess niemals mehr als einen oder anderen Zehntelgrad von einander abweichen. Sowohl diese Thermometer als die des Barometers waren gehörig mit einem Normalthermometer verglichen.

Was das *B*-Manometer betrifft, so hat die letztgenannte Correction nur auf die Tausendtel-Millimeter Einfluß, aber dennoch glaubte ich sie beachten zu müssen. Alle die hier genannten Correctionen sind auch bei den oben mitgetheilten Zahlen beachtet ²⁾.

1) Siehe *Bulletin de la Société géologique de France*, T. XII, woraus sie später mehrfach abgedruckt ist.

2) Die Beobachtungen, welche ich in dieser Hinsicht anzustellen Gelegenheit hatte, sollen, wie ich hoffe, in Kurzem, nach vorausgegangenem ausführlicher Untersuchung, den Gegenstand einer besonderen Abhandlung bilden.

§. 11.

Ehe die Luft (oder das Gas) in den Apparat eintrat, ging sie durch einen *Trockenapparat*, bestehend aus sieben auf- und niedergehenden, und einer horizontalen Chlorcalciumröhre von zusammen 2 Meter Länge. Damit hierbei die Umstände dieselben wären, für die Luft und die übrigen Gase, wurde die Luft bei einem Theil der Versuche aus der Gaswanne genommen und folglich bei Einleiten in den Trockenapparat gesättigt mit Wasserdampf; bei den meisten Versuchen dagegen wurde die Luft theils aus dem Zimmer bei etwa $+ 10^{\circ}$ und bedeutender Trockenheit, theils bei Temperaturen von $- 2^{\circ}$ bis $- 9^{\circ}$ und auch bei großer Trockenheit genommen. Unter allen diesen Umständen erhielt ich so übereinstimmende Resultate, daß ich mich hier bei Anführung der Mittelwerthe berechtigt hielt, sämmtliche Beobachtungen zusammen zu legen; indefs habe ich doch angegeben, welche unter diesen oder jenen Umständen gemacht worden sind. Die Luft von der Kohlensäure zu befreien, habe ich bei diesen Versuchen nicht für nöthig gehalten. Was die übrigen Gase betrifft, die Gegenstand dieser Untersuchung ausmachten, so wurden dieselben von Hrn. Civil-Ingenier Åkerblom dargestellt, durch ein Verfahren, welches bei jedem Gase besonders mitgetheilt ist. Beim Uebergange von einem Gase zu einem anderen wurde der Apparat gut ausgepumpt, mit dem neuen Gase gefüllt, und wiederum ausgepumpt, ehe die definitive Füllung geschah. Zu Anfang der Beobachtungen liefs man einen Strom trockener Luft zu wiederholten Malen durch den Apparat streichen, für den Fall, daß sich darin, gegen alle Wahrscheinlichkeit, einige Feuchtigkeit befände. In den Gasometern wurde Wasser angewandt, welches in dem Dampfapparate der Gewerkschule ausgekocht worden war. Leider habe ich aus mehreren Gründen die Versuche mit den übrigen Gasen in nicht so großer Anzahl wie die mit atmosphärischer Luft anstellen können, jedoch in hinreichender Menge, um zu glauben,

daß die weiterhin mitgetheilten Resultate eine ziemlich große Sicherheit besitzen.

§. 12.

Ich schreite nun zu den Beobachtungen selber, nämlich so wie diese in Gleichung (b) eingehen. E bedeutet die Elasticität der Luft im Gefäße A vor Oeffnung des Hahnes k (d. h. $(H - H')$), e ist die Elasticität in B nach dem Auspumpen, n die Anzahl der Centimeter von dem oberen festen Punkt auf der Scale des A -Manometers bis zur Oberfläche des Quecksilbers in der Röhre. Unter Litt. a) sind die Werthe angeführt, wie sie beim Druck der Atmosphäre gefunden wurden, d. h. ehe eine Verdünnung im Gefäße A stattfand, unter Litt. b) dieselben Werthe nach der ersten Verdünnung in A usw. E und n unter jedem Litt. sind die Größen E' , n' , welche in die Gleichung (b) eingehen, neben E , e und n unter vorhergehenden Litt. Alle Correctionen sind beachtet.

A. Versuche mit Luft aus dem Zimmer.

Erste Reihe.

a)	$E = 739,238$;	$e = 1,959$;	$n = 40,00$.
b)	$E = 503,412$;	$e = 2,643$;	$n = 28,21$.
c)	$E = 343,373$;	$e = 2,483$;	$n = 20,20$.
d)	$E = 234,306$;	$e = 2,477$;	$n = 14,70$.
e)	$E = 159,698$;	$e = 2,160$;	$n = 10,93$.
f)	$E = 109,695$;	$e = 1,861$;	$n = 8,39$.
g)	$E = 75,367$;	$e = 1,544$;	$n = 6,96$.
h)	$E = 51,557$;	$e = 1,908$;	$n = 5,50$.
i)	$E = 35,882$;	$e = 1,960$;	$n = 4,72$.
k)	$E = 24,765$;	$e = 1,477$;	$n = 4,14$.
l)	$E = 17,566$;	$e = 1,282$;	$n = 3,81$.
m)	$E = 12,565$;	$e = 1,694$;	$n = 3,55$.
n)	$E = 8,950$;	$e = 1,828$;	$n = 3,38$.
o)	$E = 6,559$;		$n = 3,26$.

Zweite Reihe.

a)	$E = 730,230;$	$e = 0,904;$	$n = 39,24.$
b)	$E = 497,100;$	$e = 0,916;$	$n = 27,59.$
c)	$E = 338,587;$	$e = 1,708;$	$n = 19,62.$
d)	$E = 231,060;$	$e = 1,356;$	$n = 14,2.$
e)	$E = 157,525;$	$e = 1,643;$	$n = 10,48.$
f)	$E = 107,675;$	$e = 1,693;$	$u = 7,99.$
g)	$E = 74,276;$	$e = 1,828;$	$n = 6,29.$
h)	$E = 51,443;$	$e = 1,593;$	$n = 5,16.$
i)	$E = 35,439;$	$e = 1,843;$	$n = 4,35.$
k)	$E = 24,517;$	$e = 1,728;$	$n = 3,81.$
l)	$E = 17,448;$	$e = 1,810;$	$n = 3,46.$
m)	$E = 13,206;$	$e = 1,628;$	$n = 3,25.$
n)	$E = 9,525;$	$e = 1,825;$	$n = 3,05.$
o)	$E = 7,126;$		$n = 2,95.$

Dritte Reihe.

a)	$E = 738,007;$	$e = 1,972;$	$n = 39,4.$
b)	$E = 502,508;$	$e = 1,895;$	$n = 27,59.$
c)	$E = 342,009;$	$e = 1,494;$	$n = 19,53.$
d)	$E = 233,014;$	$e = 1,772;$	$n = 14,02.$
e)	$E = 158,971;$	$e = 1,910;$	$n = 10,25.$
f)	$E = 108,528;$	$e = 1,727;$	$n = 7,70.$
g)	$E = 74,339;$	$e = 1,642;$	$n = 5,98.$
h)	$E = 51,133;$	$e = 1,394;$	$n = 4,80.$
i)	$E = 35,027;$	$e = 1,566;$	$n = 4,00.$
k)	$E = 24,634;$	$e = 1,748;$	$n = 3,46.$
l)	$E = 17,537;$	$e = 1,726;$	$n = 3,13.$
m)	$E = 12,577;$	$e = 1,793;$	$n = 2,91.$
n)	$E = 8,854;$	$e = 1,597;$	$n = 2,70.$
o)	$E = 6,701;$		$n = 2,58.$

Vierte Reihe.

a)	$E = 745,643;$	$e = 1,426;$	$n = 39,48.$
b)	$E = 506,804;$	$e = 1,272;$	$n = 27,42.$
c)	$E = 345,275;$	$e = 1,293;$	$n = 19,42.$

- $d) E = 235,319; e = 1,671; n = 13,86.$
 $e) E = 159,834; e = 1,871; n = 10,03.$
 $f) E = 109,913; e = 1,809; n = 7,50.$
 $g) E = 74,571; e = 1,845; n = 5,72.$
 $h) E = 51,664; e = 1,766; n = 4,57.$
 $i) E = 35,589; e = 1,611; n = 3,74.$
 $k) E = 24,907; n = 3,22.$

B. Versuche mit Luft von aussen genommen.

Fünfte Reihe.

- $a) E = 749,801; e = 2,026; n = 39,45.$
 $b) E = 510,669; e = 1,687; n = 27,49.$
 $c) E = 347,586; e = 1,887; n = 19,32.$
 $d) E = 236,682; e = 2,000; n = 13,73$
 $e) E = 161,541; e = 2,061; n = 9,92.$
 $f) E = 110,791; e = 2,200; n = 7,35.$
 $g) E = 76,410; e = 1,228; n = 5,61.$
 $h) E = 52,045; e = 1,167; n = 4,41.$
 $i) E = 35,964; e = 1,349; n = 3,60.$
 $k) E = 25,343; e = 1,471; n = 3,06.$
 $l) E = 17,922; e = 1,448; n = 2,68.$
 $m) E = 12,845; e = 1,548; n = 2,43.$
 $n) E = 9,230; e = 1,600; n = 2,26.$
 $o) E = 7,142; n = 2,16.$

Sechste Reihe.

- $a) E = 752,750; e = 1,961; n = 39,48.$
 $b) E = 512,520; e = 1,836; n = 27,48.$
 $c) E = 349,022; e = 1,770; n = 19,28.$
 $d) E = 237,416; e = 1,401; n = 13,64.$
 $e) E = 162,241; e = 1,687; n = 9,80.$
 $f) E = 110,573; e = 1,626; n = 7,21.$
 $g) E = 76,151; e = 1,671; n = 5,47.$
 $h) E = 51,606; e = 1,626; n = 4,23.$
 $i) E = 35,335; e = 1,824; n = 3,45.$
 $k) E = 25,350; e = 1,600; n = 2,90.$
 $l) E = 17,969; e = 1,401; n = 2,52.$

- m) $E = \overline{12,605}$; $e = \overline{1,501}$; $n = 2,25$.
 n) $E = 9,489$; $e = 1,172$; $n = 2,09$.
 o) $E = 6,758$; $n = 1,95$.

Siebente Reihe.

- a) $E = \overline{756,922}$; $e = \overline{1,672}$; $n = 39,42$.
 b) $E = 515,329$; $e = 1,862$; $n = 27,32$.
 c) $E = 350,878$; $e = 1,727$; $n = 19,10$.
 d) $E = 238,920$; $e = 1,800$; $n = 13,44$.
 e) $E = 163,357$; $e = 1,861$; $n = 9,60$.
 f) $E = 111,274$; $e = 1,770$; $n = 7,00$.
 g) $E = 76,583$; $e = 1,700$; $n = 5,26$.
 h) $E = 52,404$; $e = 1,926$; $n = 4,03$.
 i) $E = 37,263$; $e = 1,700$; $n = 3,28$.
 k) $E = 25,530$; $e = 2,661$; $n = 2,68$.
 l) $E = 18,130$; $e = 2,728$; $n = 2,30$.
 m) $E = 13,187$; $e = 2,728$; $n = 2,07$.
 n) $E = 9,134^1$; $e = 2,728$; $n = 1,91$.
 o) $E = 8,069$; $n = 1,82$.

Achte Reihe.

- a) $E = \overline{761,796}$; $e = \overline{2,662}$; $n = 39,18$.
 b) $E = 518,635$; $e = 2,699$; $n = 27,01$.
 c) $E = 353,386$; $e = 3,044$; $n = 18,74$.
 d) $E = 241,586$; $e = 2,914$; $n = 13,07$.
 e) $E = 164,998$; $e = 2,756$; $u = 9,18$.
 f) $E = 113,021$; $e = 2,529$; $n = 6,57$.
 g) $E = 77,872$; $n = 4,80$.

Neunte Reihe.

- a) $E = \overline{770,175}$; $e = \overline{2,116}$; $n = 39,64$.
 b) $E = 524,507$; $e = 3,170$; $n = 27,39$.
 c) $E = 357,690$; $e = 2,145$; $n = 19,02$.
 d) $E = 244,159$; $e = 2,670$; $n = 13,26$.
 e) $E = 166,844$; $e = 2,970$; $n = 9,35$.

f)	$E = 114,490;$	$e = 2,941;$	$n = 6,72.$
g)	$E = 79,137;$	$e = 2,341;$	$n = 4,98.$
h)	$E = 53,893;$	$e = 2,570;$	$n = 3,71.$
i)	$E = 38,017;$	$e = 2,996;$	$n = 2,90.$
k)	$E = 26,286;$	$e = 2,996;$	$n = 2,30.$
l)	$E = 19,492;$	$e = 2,657;$	$n = 1,96.$
m)	$E = 13,456;$	$e = 2,470;$	$n = 1,66.$
n)	$E = 10,146;$	$e = 2,896;$	$n = 1,50.$
o)	$E = 7,882;$		$n = 1,40.$

Zehnte Reihe.

a)	$E = 767,236;$	$e = 2,331;$	$n = 39,72.$
b)	$E = 522,836;$	$e = 2,934;$	$n = 27,50.$
c)	$E = 356,900;$	$e = 2,634;$	$n = 19,18.$
d)	$E = 243,098;$	$e = 2,633;$	$n = 13,45.$
e)	$E = 166,472;$	$e = 2,435;$	$n = 9,52.$
f)	$E = 114,240;$	$e = 3,034;$	$n = 6,90.$
g)	$E = 78,385;$	$e = 2,933;$	$n = 5,12.$
h)	$E = 54,140;$	$e = 2,779;$	$u = 3,89.$
i)	$E = 37,952;$	$e = 2,579;$	$n = 3,08.$
k)	$E = 26,559;$	$e = 2,669;$	$n = 2,50.$
l)	$E = 19,014;$	$e = 2,934;$	$n = 2,13.$
m)	$E = 14,172;$	$e = 2,634;$	$n = 1,89.$
n)	$E = 10,462;$	$e = 2,734;$	$n = 1,70.$
o)	$E = 7,957;$		$n = 1,60.$

Elfte Reihe.

a)	$E = 765,011;$	$e = 2,596;$	$n = 39,62.$
b)	$E = 521,354;$	$e = 2,570;$	$n = 27,40.$
c)	$E = 355,237;$	$e = 1,831;$	$n = 19,09.$
d)	$E = 242,848;$	$e = 2,769;$	$n = 13,39.$
e)	$E = 165,902;$	$e = 2,669;$	$n = 9,51.$
f)	$E = 113,768;$	$e = 2,969;$	$n = 6,86.$
g)	$E = 78,691;$	$e = 2,734;$	$n = 5,09.$
h)	$E = 54,059;$	$e = 2,100;$	$n = 3,87.$
i)	$E = 37,799;$	$e = 2,834;$	$n = 3,05.$

k)	$E = 26,866$	$e = 2,895$	$n = 2,50.$
l)	$E = 19,170$	$e = 2,930$	$n = 2,10.$
m)	$E = 14,428$	$e = 2,899$	$n = 1,90.$
n)	$E = 10,315$	$e = 2,769$	$n = 1,69.$
o)	$E = 8,156$		$n = 1,60.$

Zwölfte Reihe.

a)	$E = 765,578$	$e = 2,761$	$n = 39,56.$
b)	$E = 521,646$	$e = 2,970$	$n = 27,32.$
c)	$E = 355,820$	$e = 3,131$	$n = 19,00.$
d)	$E = 242,937$	$e = 2,635$	$n = 13,28.$
e)	$E = 166,048$	$e = 2,770$	$n = 9,40.$
f)	$E = 114,048$	$e = 2,735$	$n = 6,78.$
g)	$E = 78,711$	$e = 2,670$	$n = 5,01.$
h)	$E = 54,408$	$e = 2,931$	$n = 3,77.$
i)	$E = 38,379$	$e = 2,831$	$n = 2,95.$
k)	$E = 26,845$	$e = 3,035$	$n = 2,40.$
l)	$E = 19,381$	$e = 2,870$	$n = 2,03.$
m)	$E = 14,278$	$e = 2,835$	$n = 1,76.$
n)	$E = 10,582$	$e = 2,935$	$n = 1,60.$
o)	$E = 8,268$		$n = 1,49.$

Dreizehnte Reihe.

a)	$E = 767,288$	$e = 3,296$	$n = 39,87.$
b)	$E = 523,815$	$e = 3,031$	$n = 27,66.$
c)	$E = 356,979$	$e = 2,835$	$n = 19,33.$
d)	$E = 243,759$	$e = 3,331$	$n = 13,60.$
e)	$E = 166,637$	$e = 2,770$	$n = 9,71.$
f)	$E = 114,749$	$e = 2,896$	$n = 7,10.$
g)	$E = 78,783$	$e = 2,996$	$n = 5,31.$
h)	$E = 54,870$	$e = 3,231$	$n = 4,10.$
i)	$E = 38,186$	$e = 3,369$	$n = 3,28.$
k)	$E = 27,339$	$e = 3,096$	$n = 2,74.$
l)	$E = 19,721$	$e = 3,131$	$n = 2,37.$
m)	$E = 14,217$	$e = 3,196$	$n = 2,10.$
n)	$E = 10,841$	$e = 2,835$	$n = 1,95.$
o)	$E = 8,353$		$n = 1,82.$

Versuche mit Luft, genommen aus dem Gasometer.

Vierzehnte Reihe.

a)	$E = 772,152$; ^{mm}	$e = 1,651$; ^{mm}	$n = 40,96$.
b)	$E = 526,083$;	$e = 1,351$;	$n = 28,67$.
c)	$E = 357,783$;	$e = 1,433$;	$n = 20,28$.
d)	$E = 243,909$;	$e = 1,233$;	$n = 14,54$.
e)	$E = 166,201$;	$e = 1,814$;	$n = 10,62$.
f)	$E = 113,546$;	$e = 1,551$;	$n = 7,98$.
g)	$E = 77,849$;	$e = 1,651$;	$n = 6,20$.
h)	$E = 53,451$;	$e = 1,651$;	$n = 5,00$.
i)	$E = 37,136$;	$e = 1,851$;	$n = 4,19$.
k)	$E = 25,893$;	$e = 1,333$;	$n = 3,64$.
l)	$E = 18,214$;	$e = 1,433$;	$n = 3,25$.
m)	$E = 12,573$;	$e = 1,751$;	$n = 2,99$.
n)	$E = 9,371$;	$e = 1,651$;	$n = 2,85$.
o)	$E = 6,666$;		$n = 2,73$.

Fünfzehnte Reihe.

a)	$E = 779,469$;	$e = 1,551$; ^{mm}	$n = 41,36$.
b)	$E = 530,578$;	$e = 2,250$;	$n = 28,91$.
c)	$E = 361,061$;	$e = 2,151$;	$u = 20,43$.
d)	$E = 246,175$;	$e = 1,651$;	$n = 14,62$.
e)	$E = 167,637$;	$e = 1,751$;	$n = 10,62$.
f)	$E = 115,157$;	$e = 1,651$;	$n = 7,95$.
g)	$E = 78,595$;	$e = 1,651$;	$n = 6,10$.
h)	$E = 54,159$;	$e = 1,651$;	$n = 4,82$.
i)	$E = 37,203$;	$e = 1,451$;	$n = 4,00$.
k)	$E = 26,138$;	$e = 1,751$;	$n = 3,43$.
l)	$E = 18,036$;	$e = 1,551$;	$n = 2,01$.
m)	$E = 13,235$;	$e = 1,651$;	$n = 2,78$.
n)	$E = 9,713$;	$e = 1,551$;	$n = 2,58$.
o)	$E = 6,889$;		$n = 2,46$.

Sechszehnte Reihe.

a)	$E = 777,686$;	$e = 1,651$; ^{mm}	$n = 41,10$.
b)	$E = 529,181$;	$e = 1,551$;	$n = 28,67$.

c)	$E = 360,188;$	$e = 1,851;$	$n = 20,20.$
d)	$E = 245,510;$	$e = 1,784;$	$n = 14,40.$
e)	$E = 167,323;$	$e = 1,851;$	$n = 10,46.$
f)	$E = 114,183;$	$e = 1,851;$	$n = 7,77.$
g)	$E = 78,314;$	$e = 1,984;$	$n = 5,95.$
h)	$E = 53,674;$	$e = 1,551;$	$n = 4,71.$
i)	$E = 37,038;$	$e = 1,651;$	$n = 3,88.$
k)	$E = 26,029;$	$e = 1,651;$	$n = 3,32.$
l)	$E = 18,231;$	$e = 1,751;$	$n = 2,92.$
m)	$E = 13,617;$	$e = 1,551;$	$n = 2,70.$
n)	$E = 9,643;$	$e = 1,684;$	$n = 2,52.$
o)	$E = 7,078;$		$n = 2,39.$

(Schluß im nächsten Heft.)

VII. *Experimentelle Bestimmung der Dielektricitätsconstante von Isolatoren;* *von Ludwig Boltzmann in Wien.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Sitzb. der Wiener Akad. Bd. LXVII.)

Schon Faraday hatte in der 11. Serie seiner Experimentaluntersuchungen (Pogg. Ann, Bd. 47, S. 1 u. 537) gefunden, daß die Capacität von Condensatoren nicht bloß von der Gestalt und dem Abstände der Metallplatten, sondern auch von der Beschaffenheit der isolirenden Zwischenschicht abhängt. Siemens war der erste, welcher, indem er die Condensatoren mit galvanischer Elektricität lud, eine genauere Bestimmung dieser Abhängigkeit ermöglichte und mittelst seiner Wippe nochmals constatirte, daß diese Erscheinung nicht von dem allmäligen Eindringen der Elektricität in den Isolator herrühren kann (Pogg. Ann. Bd. 102, S. 66). Endlich sind hier noch die Untersuchungen von Gibson und Barklay zu erwähnen, welche die Veränderung der Capacität von Condensato-

ren durch dazwischengebrachtes Paraffin untersuchten (*Phil. mag. IV. Ser. vol. 41, p. 543; Phil. Transact. of t. Royal Soc. of London vol. 161 year 1871 p. 573.*) Man nennt diese Eigenschaft der Isolatoren, die Capacität der Condensatoren zu verändern, oder allgemeiner gesprochen, die Vertheilung der Elektricität auf in der Nähe befindlichen Leitern zu verändern, nach Faraday ihre Dielektricität. Nachdem schon Clausius die Theorie des Einflusses einer dielektrischen Schicht auf die Elektricitätsvertheilung auf einer Franklin'schen Tafel entwickelt hatte (siehe dessen Abhandl. Samml. 2. Theil, S. 135), wurde eine ausführliche Theorie derselben zuerst von Maxwell (*Lond. Philosoph. Transact. vol. 155, part I, p. 459*) und später noch vollständiger von Helmholtz (*Borchhardt's Journal, Bd. 72, S. 57*) gegeben. Nach derselben ändert sich das elektrische Potential beim Eintritt in den dielektrischen Körper continuirlich; sein Differentialquotient aber in der Richtung der auf den Körper gezogenen Normalen macht einen Sprung, und zwar so, daß wenn wir mit $\frac{\partial V}{\partial N_e}$ den Werth dieses Differentialquotienten an der Außenseite, mit $\frac{\partial V}{\partial N_i}$ aber den an der Innenseite des Isolators bezeichnen (beide Normalen nach derselben Richtung des Raumes hin gezogen), der Quotient $\frac{\partial V}{\partial N_e} : \frac{\partial V}{\partial N_i}$ eine bloß von der Natur des Isolators abhängige Constante ist, welche wir seine Dielektricitätsconstante nennen wollen. Aus dieser Bedingung und der Bedingung, daß V im Innern sämtlicher Isolatoren ebenfalls der Gleichung $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$ genügt, läßt sich die Vertheilung der Elektricität auf jedem gegebenen Systeme von Leitern und Isolatoren berechnen, wenn erstere von gegebenen Elektricitätsquellen geladen werden. Es schienen mir die bisherigen Versuche, aus denen diese Dielektricitätsconstante berechnet wurde oder doch berechnet werden könnte, und welche größtentheils nicht direct in dieser Absicht

angestellt wurden, nicht jene Genauigkeit zu besitzen, welche sich mit den gegenwärtigen elektrostatischen Meßapparaten erzielen läßt, und ich stellte mir daher zunächst die Aufgabe, einige Isolatoren, soweit es anging, zu prüfen, ob ihr Verhalten der Theorie Maxwell's und Helmholtz' entspräche oder nicht, und im ersteren Falle ihre Dielektricitätsconstante so genau als möglich zu bestimmen. Die von mir gefundenen Zahlen weichen in der That erheblich von denen der übrigen Beobachter ab, wie die Zusammenstellung im Schlusssparagraphen dieser Abhandlung zeigt. Von besonderer Bedeutung für unsere Anschauung von der Constitution der Materie wurde die Dielektricitätsconstante durch die Theorie Maxwell's (am bereits citirten Orte), nach welcher, wenn Elektrizität und Licht Schwingungen ein und desselben Mediums sind, der Brechungsquotient das geometrische Mittel zwischen der Dielektricitäts- und Magnetisirungsconstante seyn muß. Die kleine, am Schlusse des §. 12 beigefügte Tabelle zeigt, daß meine bisherigen Beobachtungen diese Theorie bestätigen, wenngleich von einer definitiven Bestätigung derselben erst nach viel mannichfaltigeren, mit größeren Mitteln ausgeführten Versuchen gesprochen werden könnte, die ich, wenn mir die Möglichkeit geboten würde, baldigst in Angriff nehmen würde.

Das Verfahren, welches ich hiebei einschlug, war folgendes:

Es wurde zuerst die Capacität eines gewöhnlichen Kohlrausch'schen Condensators mit zwei vertical stehenden Metallplatten bei verschiedener Distanz der Platten gemessen. Dieselbe ergab sich nach Abzug der Capacität der Zuleitungsdrähte der Plattendistanz verkehrt proportional, ein Zeichen, daß die am Rande der Condensatorplatten aufgehäufte Elektrizität ohne störenden Einfluß war. Unter Capacität eines Leiters im Allgemeinen verstehe ich die Elektrizitätsmenge, welche derselbe annimmt, wenn er von einer Elektrizitätsquelle (z. B. einer galvanischen Batterie) vom Potentiale 1 geladen

wird. Dieselbe hängt natürlich von den umgebenden leitenden oder dielektrischen Körpern ab, Unter der Capacität eines Condensators speciell verstehe ich die Elektrizitätsmenge, welche die eine Platte desselben aufnimmt, wenn sie mit einer Elektrizitätsquelle vom Potentiale 1 geladen wird, während die andere mit der Erde verbunden ist. Dann wurden zwischen die beiden Condensatorplatten Schichten aus der isolirenden Substanz von verschiedener Dicke gebracht, und abermals seine Capacität bestimmt, wobei jedesmal die Dicke der isolirenden Platte, sowie die Distanz der Condensatorplatten genau gemessen wurde. Damit die Distanz der Condensatorplatten durch das Dazwischenschieben des Isolators keine Veränderung erfahre, durfte derselbe den Raum zwischen denselben nicht vollkommen ausfüllen. Nach der Maxwell-Helmholtz'schen Theorie ist die Capacität des Condensators unter Vernachlässigung der am Plattenrande befindlichen Elektrizität bloß abhängig von der Distanz m der Condensatorplatten und der Dicke n der dielektrischen Schicht, nicht aber von deren Lage innerhalb der Condensatorplatten, und zwar ist sie, wenn D die Dielektritätsconstante der Zwischenschicht ist, verkehrt proportional dem Ausdrücke $m - n + \frac{n}{D}$, also verkehrt proportional der Distanz der Condensatorplatten, wobei jedoch der von der dielektrischen Schicht erfüllte Raum so zu zählen ist, als ob er D mal so dünn wäre. Mittelst dieses Satzes, der durch mannigfaltige Versuche mit verschiedenen dicken isolirenden Platten und verschiedenen Distanzen der Condensatorplatten für jede derselben bestätigt wurde, kann der Einfluß der zwischen den Condensatorplatten außer dem Dielectricum noch vorhandenen Luftschicht berechnet und die Dielektritätsconstante gefunden werden, für die sich folgende Werthe ergaben:

für Hartgummi	3,15
„ Paraffin	2,32
„ Schwefel	3,84
„ Colophonium	2,55.

Zur Messung der Elektricitätsmengen benutzte ich das Elektrometer von Thomson, zur Ladung des Condensators eine Batterie von 18 Daniell'schen Elementen. Um die Capacität des Condensators zu messen, wurde zuerst das Elektrometer direct mit der Batterie geladen und der Ausschlag abgelesen. Dann wurde eine Condensatorplatte mit der Batterie geladen, während die andere mit der Erde in Verbindung war; hierauf die geladene Condensatorplatte von der Batterie getrennt und mit dem Elektrometer verbunden. Es ging nur ein Theil ihrer Elektricität auf das Elektrometer über; der Ausschlag desselben war also jetzt kleiner als früher und aus beiden Ausschlägen konnte das Verhältniß der Capacität des Condensators zu der des Elektrometers bestimmt werden. (Wären z. B. beide Capacitäten gleich, so hätte der Condensator dem Elektrometer die Hälfte seiner Elektricität mitgetheilt, der Ausschlag wäre also jetzt halb so groß als früher.) Es konnte also die Capacität des Condensators gemessen werden, wenn man die des Elektrometers als Einheit wählt, was erlaubt ist, da es sich immer nur um das Verhältniß zweier Capacitäten handelt. Um zu constatiren, ob das Eindringen der Elektricität in den Isolator nicht störend wirkt, wurde der Versuch einmal so ausgeführt, daß die Condensatorplatte durch ein paar Sekunden mit der Batterie geladen wurde, und ihre darauffolgende Verbindung mit dem Elektrometer etwa eine Minute dauerte, dann wieder so, daß der Versuch nur einen Bruchtheil einer Sekunde währte. Es zeigte sich bei den oben erwähnten Substanzen keine bemerkbare Differenz. Außerdem wurde der Condensator längere Zeit geladen, hierauf für einen Moment entladen, und dann mit dem Elektrometer verbunden. Er gab nachträglich keine Elektricität mehr an dasselbe ab, wie es bei unvollkommenen Isolatoren der Fall ist. Um auch noch den Fall zu prüfen, wo außer dem Dielektricum sich keine Luft zwischen den Condensatorplatten befindet, legte ich die isolirende Platte auf einen Quecksilberspiegel und goß

Quecksilber darüber, dessen Abfließen durch einen Papierrand verhindert wurde, um die beiden an der Platte anliegenden Quecksilberflächen als Condensatorflächen zu benutzen. Die so erhaltenen Resultate stimmten mit den früheren. Zum Schlusse machte ich einige Versuche an unvollständigen Isolatoren (Glas, Stearin, Guttapercha), deren Verhalten der Elektrizität gegenüber sich auf diesem Wege ebenfalls am besten dürfte prüfen lassen. Dieselben zeigen jedoch unter den verschiedenen Umständen (bei langsamer und rascher Ladung und Entladung, bei dicht und lose anliegenden Condensatorplatten ein so verschiedenes Verhalten, daß es mir an Zeit gebrach, dasselbe zu prüfen. Ich will nun eine genaue Beschreibung der Details der Versuche folgen lassen.

§. 1.

Das Elektrometer.

Das zur Messung der Elektrizitätsmengen benutzte Elektrometer war das von Thomson construirte Quadrantenelektrometer, gefertigt von White in Glasgow. Eine ausführliche Beschreibung dieses vortrefflichen, aber ziemlich complicirten Instrumentes würde mich hier zu weit führen. Ich will mich daher mit der Auseinandersetzung des Princip begnügen, worauf dasselbe beruht, und dann einige Vorsichtsmaßregeln aufzählen, deren Anwendung mir bei seinem Gebrauche unerläßlich schien. Im Elektrometer ist ein ∞ förmiger Aluminiumstreifen bifilar aufgehängt, so daß seine Ebene horizontal ist. Derselbe ist durch einen feinen Platindraht mit der am Boden des Elektrometers befindlichen Schwefelsäure in leitender Verbindung, und wird, wenn man das Instrument gebrauchen will, sammt der Schwefelsäure ziemlich stark elektrisirt. Das Innere des Elektrometers isolirt so gut, daß sich die Elektrizität der Schwefelsäure und des Aluminiumstreifens, deren Abnahme durch ihre verminderte Anziehung auf eine kleine Platinfeder sogleich zu erkennen ist, während eines Tages

kaum erheblich vermindert. Dieselbe kann mittelst eines kleinen Influenzmaschinchens wieder verstärkt werden, daß sich im Elektrometer befindet und durch einen daraus hervorragenden Knopf gedreht wird. Der Aluminiumstreifen ist mit vier metallenen Quadranten schachtelartig umgeben. Fig. 7 Taf. VI stellt den Aluminiumstreifen sammt einem der Quadranten in ihrer gegenseitigen Lage perspectivisch dar. Fig. 10 ist die Ansicht der von den Quadranten gebildeten Schachtel von oben; der tiefer liegende Aluminiumstreifen ist punktirt. Zwei gegenüberstehende Quadranten *A* und *C*, Fig. 8, waren während meiner Versuche beständig mit der Erde leitend verbunden. Waren auch die beiden übrigen unelektrisch, so spielte der Aluminiumstreifen gerade unter den beiden Schlitten *E* und *F* ein. Wurde dagegen jenen beiden Quadranten Elektrizität mitgetheilt, so schlug das Aluminiumblättchen aus, mit dem ein kleiner Hohlspiegel verbunden war, der das Bild einer schmalen Petroleumflamme auf eine fixe Scala warf. Die Lagenveränderung dieses Bildes maß den Ausschlag der Aluminiumplatte. Petroleumflamme und Scala hatte vom Spiegel eine Distanz von ungefähr einem Meter. Die Scala hatte 720 Theilstriche in der Distanz von je 0,643 Millimeter; bei 360 war die Ruhelage. Es war zunächst zu bemerken, daß, wenn die beiden Quadranten *B* und *D* längere Zeit geladen und dann entladen wurden, sich die Ruhelage immer etwas im Sinne des früheren Ausschlages verschoben zeigte. Dies konnte keine Folge der elastischen Nachwirkung der zur Bifilaraufhängung verwendeten Coconfäden seyn, da es nicht eintrat, wenn der Aluminiumstreifen durch mechanische Mittel abgelenkt wurde. Es kam wahrscheinlich von einer Elektrizitätsmittheilung an die Stützen, welche die Quadranten trugen. In Folge dieser Elektrizitätsmittheilung vergrößerte sich der Ausschlag auch mit der Zeit, wenn die Elektrizitätsquelle vollkommen constant blieb. Um daher vergleichbare Resultate zu erhalten, wurde die Ablesung immer etwa 40 Secunden nach der Ladung gemacht, und die Ruhelage wieder etwa

40 Secunden nach der Entladung abgelesen. Bei Anwendung dieser Vorsichtsmafsregel zeigten die Ausschläge die grösste Regelmäfsigkeit. Wenn man einen Pol mit dem Elektrometer, den anderen mit der Erde verbindet, so gaben 6 Daniell'sche Elemente einen Ausschlag von etwas über 300 Scalentheilen, und wenn dieser Ausschlag mehrmals nach einander gemessen wurde, war der Unterschied höchstens $\frac{1}{4}$ Scalenthail, so dafs also der Fehler bei Messung der Spannung nicht $\frac{1}{6}$ Perc. überstieg. Es zeigte sich übrigens, dafs man auch ziemlich gute Resultate erhalten konnte, wenn man das Elektrometer länger geladen liefs, sobald man nur die zu jeder Ablesung gehörige Ruhelage 40 Secunden nach der Entladung bestimmte. Die Batterie darf übrigens niemals auch nur einen Moment in sich geschlossen werden, weil dadurch sogleich ihre elektromotorische Kraft ein wenig abnimmt. Der durch eine bestimmte Elektrizitätsmenge bewirkte Ausschlag war dieser Elektrizitätsmenge nicht genau proportional. Wollte man daher die Ausschläge als Mafs der Elektrizitätsmengen betrachten, so mufste an denselben eine Correction angebracht werden. Um dieselbe zu bestimmen, las ich die beiden Ausschläge ab, welche zwei verschiedene Daniell'sche Elemente hervorbrachten, dann den Ausschlag, welchen beide zusammen bewirkten. Da die Zuleitungsdrähte, bis auf eine durch eine Siegellackstütze getragene Stelle durch die Luft gingen, und auch die Elemente gut von einander isolirt waren, so war nirgends eine Nebenschließung; es war also die im letzten Falle dem Elektrometer mitgetheilte Elektrizitätsmenge die Summe der durch jedes einzelne Element mitgetheilten. Der Unterschied des letzteren Ausschlages von der Summe der beiden früheren lieferte also die am letzteren Ausschlage anzubringende Correction. Hierauf wurde ein drittes Element, dann alle drei usw. mit dem Elektrometer verbunden, bis für hinlänglich viele Ausschläge die zugehörige Correction bestimmt war. Ich bemerke noch, dafs die ganze Beobachtungsreihe dann in der umgekehrten Ordnung wiederholt wurde, so dafs ich

mit der Einschaltung desjenigen Elementes wieder aufhörte, mit dem ich begonnen hatte. Für jeden Ausschlag wurde dann das Mittel der in beiden Fällen beobachteten genommen. Eine derartige Umkehrung nahm ich fast bei jeder Beobachtungsreihe ohne Ausnahme vor, nicht bloß der Controle halber, sondern auch damit sich kleine durch Abnahme der Elektrisirung des Elektrometers oder Schwankung der elektromotorischen Kraft der Elemente erzeugte Fehler thunlichst eliminiren. Die Resultate dreier derartiger Graduirungen des Elektrometers sind in folgender Tabelle zusammengestellt, welche unter *a* die Ausschläge, unter *b* die Correctionen in Scalentheilen enthält, welche von den Ausschlägen subtrahirt werden müssen, damit dieselben der Elektrizitätsmenge proportional seyen.

<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>
320	10	331	10	334	11
265	6	274	$6\frac{1}{2}$	276	7
212	4	218	$4\frac{1}{2}$	220	$4\frac{1}{4}$
104	1	100	1	109	1
208	$\frac{1}{2}$	214	$\frac{1}{2}$	217	1
261	$1\frac{1}{2}$	268	$1\frac{1}{2}$	273	2
316	$4\frac{1}{2}$	324	$4\frac{1}{4}$	329	5

Die vier ersten Ausschläge waren nach der Seite der kleineren Ziffern der Scale zu, die drei letzten nach der entgegengesetzten. Die Ruhelage war beim Theilstrich 360. Die drei Graduirungen zeigen eine so große Uebereinstimmung und Regelmäßigkeit, daß ich die zu den übrigen Ausschlägen gehörigen Correctionen durch Interpolation mit genügender Genauigkeit finden zu können glaubte. Dieselben sind in folgender Tabelle für denjenigen Theil der Scale zusammengestellt, dessen Ziffern kleiner als 360 sind und den ich allein benutzte; unter *a* sind die Ausschläge, unter *b* sind zwischen je zweien die Correctionen angegeben, welche ich vom Ausschläge subtrahirte, wenn dieselbe zwischen jenen beiden Ausschlägen lag.

a	b	a	b	a	b	a	b	a	b
80	0	197	2	254	4	295	6	329	8
110	$1\frac{1}{4}$	206	$2\frac{1}{4}$	260	$4\frac{1}{4}$	300	$6\frac{1}{4}$	333	$8\frac{1}{4}$
130	$1\frac{1}{2}$	214	$2\frac{1}{2}$	265	$4\frac{1}{2}$	305	$6\frac{1}{2}$	337	$8\frac{1}{2}$
145	$1\frac{3}{4}$	222	$2\frac{3}{4}$	270	$4\frac{3}{4}$	309	$6\frac{3}{4}$	341	$8\frac{3}{4}$
160	1	229	3	275	5	313	7	346	9
170	$1\frac{1}{4}$	236	$3\frac{1}{4}$	280	$5\frac{1}{4}$	317	$7\frac{1}{4}$	349	$9\frac{1}{4}$
179	$1\frac{1}{2}$	242	$3\frac{1}{2}$	285	$5\frac{1}{2}$	321	$7\frac{1}{2}$	353	$9\frac{1}{2}$
188	$1\frac{3}{4}$	248	$3\frac{3}{4}$	290	$5\frac{3}{4}$	325	$7\frac{3}{4}$	356	$9\frac{3}{4}$
	2		4		6		8		10

In dieser Tabelle ist zu jeder Correction ein dem Ausschlage proportionales Glied addirt worden, was, da es sich bloß um Verhältnisse handelt, nichts schadet. Dieselbe wurde gegen Schluß der Versuche noch einmal durchgeprüft und richtig befunden. Die erste Tabelle zeigt, daß die Correction nicht symmetrisch zu beiden Seiten der Ruhelage ist, was wohl von einer etwas unsymmetrischen Construction des Elektrometers herrührt. Denn ich hatte nicht unterlassen, die Bifilaraufhängung so zu reguliren, daß der am Aluminiumstreifen befestigte Spiegel bei der Gleichgewichtslage desselben im unelektrisirten Zustande der äußeren Glasplatte des Instrumentes parallel war und nach der Elektrisirung die Quadranten so zu verschieben, daß die Ruhelage des Spiegels durch die Elektrisirung nicht verändert wurde. Es hätte diese Unsymmetrie vielleicht durch Verschiebung der Quadranten gehoben werden können; es war aber einfacher, dieselbe durch die an den Ablesungen angebrachte Correction zu eliminiren. Sie hatte zur Folge, daß man etwas verschiedene Ausschläge erhielt, je nachdem man den einen oder anderen Pol einer Batterie mit dem Elektrometer verband, während der andere mit der Erde verbunden war. Prof. Quincke fand in diesem Falle manchesmal an beiden Polen eine verschiedene Spannung. Ich konnte jedoch, abgesehen von dieser Unsymmetrie, welche zu allen Zeiten und für verschiedene Batterien durchaus unverändert blieb, nicht die mindeste Unregelmäßigkeit beobachten.

So fand ich, wenn ich einmal den einen, dann den anderen Pol der Batterie mit dem Elektrometer verband, während der andere mit der Erde verbunden war, zwischen den Ausschlägen folgende Differenzen:

$$5\frac{1}{2}, 5\frac{3}{4}, 6, 6, 5\frac{1}{2}$$

$$5\frac{1}{2}, 5, 5\frac{1}{2}$$

$$6, 6, 5\frac{1}{2}$$

$$5\frac{3}{4}$$

Die Zahlen in einer Zeile wurden unmittelbar nach einander, die in verschiedenen Zeilen aber an verschiedenen Tagen mit verschiedenen Batterien zu 6 Daniell'schen Elementen gemessen.

Bei den Messungen mit dem Elektrometer ist noch zu beachten, daß die Aluminiumplatte eine bedeutende Elektrizitätsmenge in den Quadranten bindet, welche sich mit der Lage derselben verändert. Man bekommt daher einen verschiedenen Ausschlag, je nachdem man einen mit einer gegebenen Elektrizitätsmenge geladenen Körper dauernd oder nur kurze Zeit mit dem Elektrometer verbindet. Näheres darüber werde ich im §. 4 angeben. Endlich will ich noch eine Vorsichtsmaßregel anführen, die gut ist, wenn man die Elektrisirung der Schwefelsäure und der damit verbundenen Aluminiumplatte möglichst constant erhalten will. Man darf dieselbe dann nicht gerade vor Beginn der Versuche durch das Influenzmaschinchen verstärken. Denn gleich nach der Verstärkung nimmt dieselbe viel rascher ab, als lange danach. Es ist dies in Uebereinstimmung mit der Beobachtung Warburg's, wonach isolirende Stützen einem Körper anfangs vielmehr Elektrizität als später entziehen. Es geht dies soweit, daß, wenn man durch verkehrtes Drehen der Influenzmaschine die Elektrisirung vermindert, dieselbe anfangs sogar durch Mittheilung der Isolatoren wieder ein wenig steigt.

§. 2.

Der Condensator.

Der Condensator war ein gewöhnlicher Kohlrausch'scher. Fig. 9 Taf. VI stellt denselben schematisch dar. Die eine, *A*, der beiden verticalen vergoldeten Condensatorplatten von 150 Mm. Durchmesser und 3,3 Mm. Dicke war von einem fixen, aber in bekannter Weise durch Schrauben regulirbaren Gestelle getragen. Die andere Condensatorplatte *B* befand sich auf einem Schlitten *D*, an dem ein Messingcylinder *F* befestigt war, der auf einen Messingknopf *E* stieß. Der Knopf *E* konnte weiter in das Gestelle *C* hinein- und herausgeschraubt werden, wodurch die Condensatorplatten in verschiedene Distanzen kamen. Bei meinen Versuchen handelte es sich namentlich darum, die Verschiebung, welche der beweglichen Condensatorplatte von einem Versuche zum anderen ertheilt wurde, so genau als möglich zu messen. Zu diesem Zwecke hatte ich an den Knopf *F* eine Trommel befestigt, an der der Winkel, um den dieser Knopf gedreht worden war, abgelesen werden konnte. Da jedoch die Schraube an dem Knopfe nicht sehr fein gearbeitet war, so versah ich die beiden Condensatorplatten noch mit einer anderen Vorrichtung, welche eine viel gröfsere Genauigkeit zuliefs. Ich befestigte nämlich an der einen Condensatorplatte mittelst eines Siegelackstäbchens ein Glasgitter *G*, das in Zehntelmillimeter getheilt war, an der andern aber einen ihm parallelen Glasstreifen *H*, auf den ein feines Fadenkreuz gespannt war. Ein Mikroskop *I* mit 100facher Vergröfserung visirte auf das Fadenkreuz, welches durch eine entfernte leuchtende Spalte erhellt wurde. Jeder Strich des Gitters gab dabei eine schöne Beugungserscheinung. Verschob man jetzt die bewegliche Condensatorplatte so weit, dafs das Fadenkreuz genau auf dieselbe Stelle der vom folgenden Theilstrich erzeugten Beugungserscheinung einspielte, so war man sicher, dafs die Verschiebung genau $\frac{1}{10}$ Mm. betrug. Ich bemerke noch, dafs die beiden Glas-

plättchen *G* und *H* bloß der bequemerer Zeichnung halber oberhalb der Condensatorplatten gezeichnet sind. In der That befanden sie sich neben denselben, so daß die optische Axe des Mikroskopes *I* nicht vertikal, sondern horizontal war. Die unverrückte Lage der beiden Glasplättchen *G* und *H* diente auch zur Controle, daß sich beim Einschieben der isolirenden Schichten die Distanz der Condensatorplatten nicht geändert hatte.

Bei möglichst solider Stellung des Mikroskopes ändert ein in denselben angebrachtes Fadenkreuz seine Lage gegen das auf *H* befindliche durchaus nicht, weshalb später das letztere cassirt und durch das erstere ersetzt wurde, das, weil weniger vergrößert, viel deutlicher gesehen werden konnte. Damit die bewegliche Condensatorplatte *B* bei ihrer Verschiebung möglichst parallel blieb, wurde der Messingcylinder *E* durch zwei Kautschukschnüre *K* und *L* auf den Knopf *F* geprefst. Die Richtung der Resultirenden der Spannung der beiden Kautschukschnüre ging nahe durch den Berührungspunkt der Messingstücke *E* und *F*, und ihre Gröfse war nicht viel größer als die Reibung des Schlittens *D*. Die bewegliche Platte *B* wurde bei meinen Versuchen immer mit der Erde verbunden, die fixe Platte *A* aber geladen. Es zeigte sich, daß in der Nähe befindliche halb isolirte größere Metallmassen die Ablesung unsicher machten, wahrscheinlich indem sie sich allmählig luden, weshalb ich das Mikroskop und alle Metallbestandtheile des Condensatorgestelles sorgfältig mit der Erde leitend verband. Aus diesem Grunde wäre es auch besser gewesen, wenn der Träger der Condensatorplatten nicht von Holz, sondern aus einer gut isolirenden Substanz gemacht gewesen wäre. Ein solcher Condensator stand mir aber nicht zu Gebote.

§. 3.

Die isolirenden Platten.

Ich untersuchte vier gute Isolatoren, Hartgummi, Paraffin, Schwefel und Colophonium, und dann drei unvoll-

kommene Isolatoren, Stearin, Glas und Guttapercha. Um diese Substanzen im festen Zustande zwischen den Condensatorplatten bringen zu können, mußte ich mir möglichst planparallele Platten aus denselben verschaffen. Glas kommt schon im Handel in genügend planparallelen Platten vor. Auch bei Hartgummi und Guttapercha benutzte ich die im Handel vorkommenden Platten und begnügte mich, sie zwischen zwei Spiegelglasplatten zu pressen und dann bis zum Weichwerden zu erwärmen, um sie möglichst eben zu bekommen. Die übrigen Substanzen wurden zwischen Spiegelglasplatten gegossen. Und zwar fand ich für Paraffin und Stearin nach vielen vergeblichen Versuchen folgendes Verfahren am besten. Zwischen zwei rechteckige Spiegelglasplatten wurden an den Ecken vier aus demselben Stücke gebrochene Spiegelglasstücke gelegt. Drei Seiten des Randes wurden mit Papier verklebt, um das Ausfließen des flüssigen Paraffins zu verhindern. An der vierten Seite ragte die untere Glasplatte vor der oberen vor, um das Eingießen zu ermöglichen. Das Paraffin war etwas über seinen Schmelzpunkt erhitzt, und während seines Erstarrens wurden die Glasplatten sanft aneinander gedrückt. Damit das Paraffin nicht an den Glasplatten anhafte, bestrich ich dieselben mit feinem Oele, und zwar so wenig, daß das Oel selbst nicht mehr sichtbar war, sondern bloß das Glas eine gleichförmig fettige Oberfläche erhielt. Am besten ist es, wenn das Glas schon früher lang und innig mit Fett in Berührung war, damit sich nicht das Oel in Tröpfchen sammelt, welche stellenweise Vertiefungen in der Platte erzeugen, während dieselbe an anderen Stellen anhaftet.

Um das Anhaften des Paraffins an der Papierverklebung des Randes zu verhindern, lief demselben entlang eine ölgetränkte Schnur, die gerade so dick war, daß sie den Raum zwischen den Platten ausfüllte. Da auch diese das Ausfließen hinderte, blieb die Papierverklebung manchmal ganz weg. Wenn diese Vorsichtsmaßregeln beobachtet wurden, schien die Cohäsion des Paraffin größer, als

seine Adhäsion am Glase zu seyn; denn es löste sich während des Erstarrens mit Leichtigkeit vom Rande und von den Platten ab, und eine Betrachtung der durchscheinenden Platten gegen das Licht, sowie deren Stücke nach dem Zerschneiden zeigten im Inneren keine erhebliche Risse oder Hohlräume. Das Paraffin der einen Platte stammte von käuflichen Paraffinkerzen, das der anderen wurde als reines Paraffin in der Apotheke gekauft. Das Stearin stammte von käuflichen Stearinkerzen. Alle Versuche, nach dieser Methode auch den Schwefel zu gießen, mißlangen. Ich schlug da schließlich folgendes Verfahren ein. Ich versah eine Spiegelglasplatte rings mit einem nach aufwärts ragenden Papierrand. Darauf wurde der zuvor etwas über den Schmelzpunkt (bis er ein wenig dick wurde) erhitzte Schwefel ausgegossen.

Wegen des etwa ausfließenden Schwefels befand sich die Glasplatte in einer Pappendeckelschachtel. Der flüssige Schwefel wurde nun rasch, jedoch so, daß keine Luftbläschen dazwischen blieben, mit einer zweiten Spiegelglasplatte bedeckt, die von der ersten durch drei gleich dicke Drahtstücke getrennt war, die schon früher auf der zweiten Platte mit Schwefel aufgekittet waren. Glasstücke konnten hierzu nicht verwendet werden, weil sie sich zu rasch mit einer festen Schwefelschicht bedeckten, die ihre Dicke vergrößerte. Beide Glasplatten wurden bis nahe an den Schmelzpunkt des Schwefels vorgewärmt, um ihr Zerspringen und das zu rasche Erkalten des letzteren zu verhüten. Während des Erstarrens wurde die obere Glasplatte sanft gegen die untere gedrückt, und rasch der über die obere vorragende Schwefelrand entfernt, um ein Anhaften der Schwefelplatte am Rande zu verhüten, wodurch dann beim Erstarren Risse im Inneren entstehen. Das Glas war wie beim Paraffin geölt. Hatten Glas und Schwefel nicht genau die richtige Temperatur, so erstarrte ersteres entweder zu früh und enthielt Blasen, oder er blieb zu lange flüssig und haftete dann an, oder bekam Risse, wenn er sich nicht gar selbst entzündete. Diesen Schwierigkeiten ist es zu-

zuschreiben, daß kleine Hohlräume im Schwefel nicht ganz zu vermeiden waren, in Folge dessen die von mir gefundene Dielektricitätsconstante desselben um einen wahrscheinlich kaum erheblichen Betrag zu klein seyn muß.

Noch schwieriger war das Gießen der Colophoniumplatten. Oel verhinderte ihr Anhaften am Glase gar nicht. Ich bestrich daher letzteres mit Glycerin. Allein auch da zerbrach das Colophonium beim Erstarren oder Ablösen immer. Deshalb bedeckte ich beide Glasplatten mit dünnerem, mit Glycerin getränkten sogenanntem Seidenpapier, das sich durch Capillarität vollkommen dicht auf dieselben auflegte, so daß die Harzplatten zwischen dem Seidenpapier erstarrten; im Uebrigen geschah der Guß wie beim Schwefel. Das Ablösen geschah unter Wasser. Auf diese Weise erhielt ich sehr schöne Colophoniumplatten; nur ihre Oberfläche war entsprechend dem Papiere rauh. Die Platten aller Substanzen waren Quadrate von etwa 200 Mm. Seitenlänge, so daß sie an allen Stellen wenigstens 20 Mm. über den Rand der Condensatorplatten hinausragten. Während die isolirende Platte sich zwischen den Condensatorplatten befand, war sie unten durch eine gabelartige Vorrichtung getragen und lehnte sich, da sie vertikal stand, nur mit geringer Kraft an die Condensatorplatten. Beim Hineinschieben wurde große Sorgfalt darauf verwendet, daß sie die beiden Condensatorplatten möglichst wenig berührte, jedenfalls nicht drückte, weil die kleinste Veränderung in der Stellung der Condensatorplatten schon erhebliche Fehler in der Bestimmung der Dielektricitätsconstante nach sich zog. Ueberdies diente die unveränderte Lage des Bildes des Gitters *G* im Mikroskope, sowie die Gleichheit der Capacität des Condensators vor dem Einschieben und nach dem Herausziehen der isolirenden Platte als Controle, daß die Condensatorplatten keine Deformation erfahren hatten.

§. 4.

Zusammenstellung der Apparate während der Versuche.

Um mit Hülfe dieser Apparate die Dielektricitätsconstante jener Isolatoren zu bestimmen, verband ich zwei gegenüber stehende Quadranten des Elektrometers mit der Erde (der Gasleitung), die beiden anderen dagegen mit einem fixen Kupferdrahte (*AB*, Fig. 2, Taf. VI), der ganz durch die Luft geführt, nur an einer Stelle *C* mit Siegelack unterstützt war. Oberhalb dieses Drahtes befanden sich drei bewegliche Kupferdrähte (ich will sie die Drähte *I*, *II* und *III* nennen). Ihre Enden sind in Fig. 2 durch die kleinen mit *I*, *II*, und *III* bezeichneten Kreise dargestellt.

Ein beweglicher Draht ist in der Fig. 2 durch eine Schlangenlinie, ein fixer durch eine gerade ausgedrückt. Es bedarf wohl kaum der Erwähnung, daß die Drähte nicht alle in einer Ebene lagen, sondern thunlichst zweckmäßig im Raume angeordnet waren. Die Drähte *AB* und *CD* waren parallel, *I*, *II* und *III* aber ungefähr senkrecht darauf. Der Draht *I* war ebenfalls mit der Erde, der Draht *II* mit dem einen Pole der Batterie, der Draht *III* mit der einen Condensatorplatte verbunden. Die beiden letzteren Drähte waren natürlich in ihrem übrigen Laufe ebenfalls isolirt. Der andere Pol der Batterie und die andere Condensatorplatte waren mit der Erde in Verbindung. Sämmtliche Drähte wurden nicht direct mit den Händen berührt, um nicht durch die stets etwas elektrischen Rockärmel Störungen hervorzurufen; sondern die Enden der Drähte *I*, *II* und *III* hingen an langen Coconfäden, die mittelst einer passenden Hebelvorrichtung aus ziemlicher Entfernung gehoben und gesenkt werden konnten. Die Coconfäden sind in der Figur punktirt. Die Senkung des Drahtes *I* entlud das Elektrometer. Wurde der Draht *I* gehoben und *II* gesenkt, so wurde dasselbe direct durch die Batterie geladen. Ich will den hierdurch hervorgebrachten Ausschlag kurz den Batterieausschlag nennen.

Das fixe Ende des Drahtes *III* aber führte zum Condensator, während sein bewegliches Ende, wenn es gesenkt wurde, den zum Elektrometer führenden Draht, wenn es aber gehoben wurde, einen anderen fixen, zum nicht abgeleiteten Pole der Batterie führenden Draht *AB* berührte. Wurde also der Draht *III* gehoben, so wurde der Condensator durch die Batterie geladen, wurde er hierauf gesenkt, so theilte er einen Theil seiner Elektricität dem Elektrometer mit. Den hierdurch bewirkten Ausschlag nenne ich kurz den Condensatorausschlag. Aus ihm und dem Batterieausschlage kann, wie wir später sehen werden, die Capacität des Condensators bestimmt werden. Trotz aller Vorsicht waren hie und da Coconfäden oder Hebelvorrichtungen etwas elektrisch, und verursachten bei ihrer Bewegung kleine Störungen, so daß ich nie beobachten konnte, ohne mich vorher überzeugt zu haben, daß, wenn man den sonst mit dem nicht abgeleiteten Pole der Batterie verbundenen Draht auch mit der Erde verbunden hatte, keine Bewegung der Drähte den mindesten Ausschlag hervorrief. Bei den meisten Versuchen blieb der Condensator so lange mit dem Elektrometer verbunden, bis die Ablesung gemacht werden konnte. Dann wurden beide durch Senken des Drahtes *I* entladen. Um auch Versuche anstellen zu können, wobei der Condensator nur sehr kurze Zeit geladen blieb, diente eine andere Vorrichtung, bei der das bewegliche Ende des Drahtes *III* sowohl in seiner höchsten als auch tiefsten Lage einen mit der Erde verbundenen Kupferdraht berührte. Auf seinem Wege aus der tiefsten in die höchste Lage aber schleifte es an zwei ebenfalls aus Kupferdraht gebogenen Federn, von denen die erste mit der Batterie, die zweite mit dem Elektrometer verbunden war, so daß mit einem raschen Schlage auf die betreffende Hebelvorrichtung der Condensator geladen mit dem Elektrometer verbunden und wieder entladen wurde. Dabei kam er natürlich wieder außer Contact mit dem Elektrometer bevor noch die Aluminiumplatte ihre Lage merklich verändert hatte. Damit bei der raschen Bewegung nicht man-

gelhafter Contact eintrete, waren hierbei alle Kupferdrähte an den Berührungsstellen mit einer dicken Quecksilberhaut bedeckt.

§. 5.

Berechnung der Capacität des Condensators aus den Elektrometerablesungen.

Ich will nun zeigen, wie aus den oben als Batterie- und Condensatorausschlag bezeichneten Ablesungen die Capacität des Condensators gefunden wird. Unter Capacität eines Leiters verstehe ich dabei, wie bereits bemerkt, die Elektrizität, welche er annimmt, wenn er mit einer Batterie vom Potentiale 1 geladen wird. Dieselbe hängt natürlich nicht bloß von der Gestalt des Leiters, sondern auch von der Position der in seiner Nähe befindlichen Leiter ab. Die Elektrizitätsmenge, welche derselbe Körper annimmt, wenn er mit einer Batterie vom Potential p geladen wird, ist also gleich seiner p -fachen Capacität.

Da, wie wir sahen, der beobachtete Ausschlag des Elektrometers dem Potentiale, mit welchem dasselbe geladen wird, nicht genau proportional ist, so wollen wir statt desselben immer den bereits nach der zweiten Tabelle im §. 1 corrigirten in die Rechnung einführen. Sey nun φ der in dieser Weise corrigirte Ausschlag des Elektrometers. Es ist dann der beobachtete Ausschlag offenbar eine Function von φ , und zwar immer nahe gleich φ . Ferner sey P das Potential im Elektrometer (unter Elektrometer verstehe ich in diesem Paragraphen immer die beiden Quadranten, welche geladen werden, sammt allen Drähten und sonstigen Leitern, welche mit denselben in Verbindung stehen) und i eine der Elektrisirung des Aluminiumplättchens proportionale Gröfse, so können wir setzen:

$$\varphi = A P i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1).$$

Verbinden wir das Elektrometer direct mit der Batterie, so wird P gleich dem Potentiale p am nicht abgeleiteten Pole der Batterie, φ gleich dem corrigirten Batterieausschlage, den wir mit b bezeichnen wollen. Es ist also

$$b = A p i \dots \dots \dots (2).$$

Da wir die Correction so gewählt haben, daß der corrigirte Ausschlag b dem Potentiale p proportional ist, so folgt, daß A eine Constante seyn muß. Es werde nun der Condensator mit der Batterie geladen und dann dauernd mit dem Elektrometer verbunden, bis dieses den Condensatorauschlag c giebt (c sey wieder der bereits nach der zweiten Tabelle in §. 1 corrigirte Ausschlag; k sey die Capacität des Condensators); dann nimmt derselbe von der Batterie die Elektricitätsmenge kp auf. Dieselbe vertheilt sich dann auf Condensator und Elektrometer. Allein, da das Aluminiumplättchen ebenfalls elektrisch ist, so wird es, wenn es sich von seiner Ruhelage zum Ausschlage c begiebt, eine gewisse Elektricitätsmenge binden. Die Elektricitätsmenge, welche in die Erde abfließen würde, wenn das Elektrometer mit derselben verbunden wäre und dann das Aluminiumplättchen von seiner Ruhelage durch irgend welche mechanische Mittel bis in die dem Ausschlage c entsprechende Stellung gebracht würde, ist entgegengesetzt bezeichnet mit kp , proportional der GröÙe i und wenigstens nahe proportional der GröÙe c . Wir wollen sie mit $-B.ci$ bezeichnen. c ist zwar der corrigirte Ausschlag; da derselbe aber dem wirklichen nahe gleich ist, so ist jede dem letzteren nahe proportionale GröÙe auch dem ersteren nahe proportional. Der GröÙe B wurde der Index c gegeben, um anzuzeigen, daß sie nicht vollkommen constant zu seyn braucht, sondern noch von c abhängen kann.

Kehren wir zu dem eben früher betrachteten Vorgange zurück. Der Condensator nahm die Elektricitätsmenge kp auf; er würde sie also wieder abgeben, wenn er mit der Erde verbunden würde. Das Elektrometer würde, wenn es, ohne daß sich die Stellung des Aluminiumplättchens verändern könnte, mit der Erde verbunden würde, die Elektricitätsmenge $-B.ci$ abgeben. Würden wir also, nachdem der Ausschlag c erfolgt ist, das Aluminiumplättchen durch irgend welche mechanische Mittel in seiner Lage

festhalten und dann Condensator und Elektrometer mit der Erde verbinden, so würde in dieselbe die Elektrizitätsmenge $kp - B_c ci$ abfließen.

$kp - B_c ci$ ist also die sogenannte freie Elektrizität und es fragt sich nur noch, welches Potential q im Elektrometer (und Condensator, denn in beiden ist das Potential gleich) durch diese Elektrizitätsmenge erzeugt wird. Wir finden q , indem wir die Elektrizitätsmenge $kp - B_c ci$ durch die gesammte Capacität des Condensators und Elektrometers dividiren. Die Capacität des Elektrometers (d. h. also der beiden nicht zur Erde abgeleiteten Quadranten sammt allen Drähten und Leitern, die damit dauernd verbunden sind) wird noch ein wenig von der Stellung des Aluminiumplättchens, also von c abhängen. Ich will sie daher mit e_c bezeichnen. Die Capacität des Condensators ist k . Es ist also

$$q = \frac{kp - B_c ci}{k + e_c}.$$

Würde das Elektrometer mit einer Batterie vom Potentiale q verbunden, so würde es genau auch den Ausschlag c geben. Wir können daher in Gleichung (1), die sich auf directe Ladung des Elektrometers durch eine Batterie bezieht, $q = c$, $P = q$ setzen und erhalten

$$c = A\pi i = \frac{kp - B_c ci}{k + e_c} \cdot A\pi,$$

woraus folgt:

$$k = c \cdot \frac{e_c + AB_c i^2}{A\pi i - c},$$

oder mit Rücksicht auf die Gleichung (2)

$$k = (e_c + AB_c i^2) \frac{c}{b - c} \quad . \quad . \quad (3).$$

Der eingeklammerte Ausdruck wird wegen des Gliedes $AB_c i^2$ etwas mit der Ladung des Elektrometers wachsen. Um zu sehen, ob derselbe auch in erheblicher Weise von c abhängt, untersuchte ich die Capacität des Condensators bei unveränderlicher Stellung desselben und unveränderter Ladung des Elektrometers mit Batterien von verschiedener

Elementenzahl, so daß also b und c variirten, k und i aber constant waren. Die nebenstehende Tabelle enthält in der ersten Columnne die Werthe von c in Scalentheilen. In der zweiten die dazu gehörigen Werthe von $\frac{k(b-c)}{c}$, also von $e_c + AB_c i^2$ dividirt durch denjenigen Werth von $e_c + AB_c i^2$, welcher zu $c = 50$ Scalentheile gehört.

c	$\frac{e_c + AB_c i^2}{e_{50} + AB_{50} i^2}$
100	1,015
160	1,018
220	1,025
270	1,027
333	1,033.

Die Tabelle zeigt, daß die Werthe von $e_c + AB_c i^2$ nur wenig mit dem Ausschlage c variiren; sie nehmen für 100 Scalentheile Ausschlag etwa um 1 Perc. zu.

Die Gröfse $e_c + AB_c i^2$ war klein gegen die Capacitäten k , welche ich später zu messen wünschte. Es wäre also bei allen Versuchen b nahe gleich c geworden, was die Genauigkeit sehr beeinträchtigt hätte.

Um diesem Uebelstande abzuhelpen, verband ich das Elektrometer dauernd mit der einen Platte eines anderen kleinen Condensators, bei dem jedoch die Platten so nahe waren, daß seine Capacität etwa viermal so groß als $e_c + AB_c i^2$ war. Die andere Condensatorplatte war natürlich zur Erde abgeleitet. Hierdurch ändert sich in unseren Formeln gar nichts, als daß sich zu $e_c + AB_c i^2$ eine Constante addirt, die etwa viermal so groß ist als diese Gröfse selbst. Dies hat noch den Vortheil, daß die Gröfse, welche in den Formeln an die Stelle von $e_c + AB_c i^2$ tritt, nur fünfmal so kleine relative Veränderungen erfährt, als diese Gröfse selbst. Wir können daher die Formel (3) noch anwenden, wenn wir jetzt unter e_c die gesammte Capacität des Elektrometers sammt der des damit verbundenen Condensators verstehen. Nun wird alsdann der Werth von $e_c + AB_c i^2$ nur um $\frac{1}{5}$ Perc. zunehmen, wenn c um

100 Scalentheile wächst. Bezeichnen wir daher die Gröſſe $e_0 + AB_0i^2$ in dieser neuen Bedeutung mit E , so ist

$$e_0 + AB_0i^2 = E \left(1 + \frac{c}{50000} \right)$$

und die Gleichung (3) geht über in

$$k = E \left(1 + \frac{c}{50000} \right) \frac{b-c}{c} \dots \dots \dots (4)$$

Die Gröſſe E ist noch von i abhängig; dies braucht jedoch nicht berücksichtigt zu werden, da i bei jeder Versuchsreihe fast constant blieb und kleine Schwankungen desselben zudem durch die Umkehrung der Versuchsreihe, welche ich jedesmal vornahm, eliminirt wurden. Ueberdies constatirte ich noch durch Versuche, daß E mit wachsendem i nur sehr wenig zunimmt. E ist also für jede Versuchsreihe als constant anzusehen. (Ich bemerke noch, daß bei Berechnung der Dielektricitätsconstante immer nur die relativen Werthe der bei einer und derselben Versuchsreihe bestimmten Capacitäten benutzt wurden.) Wird der Condensator von der Capacität k wieder mit einer Batterie vom Potentiale p geladen, aber jetzt nur einen Moment mit dem Elektrometer verbunden und dann sogleich wieder davon getrennt, so ändert während der Elektricitätsmittheilung das Aluminiumplättchen seine Lage nicht merklich. Es wird daher dem Elektrometer die Elektricitätsmenge $\frac{k+p e_0}{k p e_0}$ mitgetheilt. e_0 ist wieder die Capacität des Elektrometers (d. h. also der zwei nicht abgeleiteten Quadranten sammt den damit verbundenen Drähten und damit dauernd verbundenem kleinen Condensator), wenn sich das Aluminiumplättchen in seiner Ruhelage befindet. Nun erst, nachdem der große Condensator bereits wieder vom Elektrometer getrennt ist, erfolgt der Ausschlag. Wir wollen den wieder nach der zweiten Tabelle im §. 1 corrigirten Ausschlag mit γ bezeichnen, so wird durch denselben die Elektricitätsmenge $-B_\gamma i \gamma$ frei. Die gesammte freie Elektricitätsmenge ist also $\frac{k p e_0}{k + e_0} - B_\gamma i \gamma$. Dieselbe

vertheilt sich auf dem Elektrometer, daß jetzt die Capacität e_γ hat. Sie erzeugt daher in demselben das Potentiale $\frac{kpe}{e_\gamma(k+e_0)} - \frac{B_\gamma i \gamma}{e_\gamma}$; und folglich ist wieder nach Formel (1)

$$\gamma = \frac{Ai}{e_\gamma} \left(\frac{kpe_0}{k+e_0} - B_\gamma i \gamma \right),$$

woraus folgt

$$\gamma = \frac{Aikpe}{(k+e_0)(e_\gamma + AB_\gamma i^2)}$$

$$k = \frac{e_0 \gamma}{\frac{Aipe_0}{e_\gamma + AB_\gamma i^2} - \gamma}$$

Der corrigirte Ausschlag β , den dieselbe Batterie erzeugen würde, wenn sie direct, aber wieder nur momentan, mit dem Elektrometer verbunden würde, so daß die Elektricitätsmittheilung schon wieder aufhörte, bevor das Aluminiumplättchen in erhebliche Bewegung kommen konnte, wird gefunden, indem man in den obigen Formeln $k = \infty$ setzt; derselbe ist also

$$\beta = \frac{Aipe}{e_\beta + AB_\beta i^2}.$$

Der Ausdruck für k geht also über in

$$k = \frac{e_0 \gamma}{\frac{e_\beta + AB_\beta i^2}{e_\gamma + AB_\gamma i^2} - 1 + \beta}$$

oder weil nach dem früheren

$$\frac{e_\beta + AB_\beta i^2}{e_\gamma + AB_\gamma i^2} = 1 + \frac{\beta - \gamma}{50000}$$

ist, so erhält man

$$k = \frac{e_0 \gamma}{\beta \left(1 + \frac{\beta - \gamma}{50000} \right) - \gamma} = \frac{e_0 \gamma}{\beta - \gamma} \left(1 - \frac{\beta}{50000} \right).$$

Um die Constante e_0 mit der früher gebrauchten Constante E vergleichen zu können, müssen wir den bei dauern-

der Verbindung von der Batterie erzeugten corrigirten Ausschlag b betrachten. Nach den Formeln, die wir für b und β hatten, ist

$$\frac{\beta}{b} = \frac{e_0}{E} \left(1 - \frac{\beta}{50000} \right),$$

daher

$$k = E \frac{\beta}{b} \cdot \frac{\gamma}{\beta - \gamma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5).$$

Die beiden Formeln (3) und (5) werden wir zur Berechnung der Versuche anzuwenden haben. Die erstere Formel wurde noch geprüft, indem ich dieselbe Capacität mit verschiedener Elementezahl und bald mit momentaner, bald mit dauernder Verbindung maß. So ergab sich ein und dieselbe Capacität mit 6, 12 und 18 Elementen bei dauernder Verbindung gemessen zu 0,5287, 0,5285, 0,5279. Eine andere in derselben Weise bestimmt, ergab sich zu 0,2281, 0,2278, 0,2278. Von der Prüfung der Formel (5) wird in §. 10 die Rede seyn, wo wir die Messung der Capacität bei momentaner Ladung besprechen werden. Da es sich bei Berechnung der Dielektricitätsconstante immer nur um die Verhältnisse zweier bei gleichem i gemessener Capacitäten handeln wird, so brauchen wir uns um den absoluten Werth von E nicht zu kümmern; wir wollen später immer $E = 1$ setzen.

(Schluß im nächsten Heft.)

VIII. Ueber das einfache euthyoptrische Spectroskop;

von F. Kessler,

Director der Gewerbeschule zu Bochum.

Das kürzlich von Emsmann (diese Annalen Bd. 150, S. 636) gestellte Problem eines farbenzerstreuenden Prismas „à vision directe“ ist von Demselben bis dahin gelöst worden, daß der ein- und ausfallende Lichtstrahl einer bestimmten Farbe, wenn auch nicht in einer Linie, doch parallel liege. Das Problem ist interessant genug, um sofort die Frage hervorzurufen, ob eine Lösung nicht auf anderem Wege möglich ist.

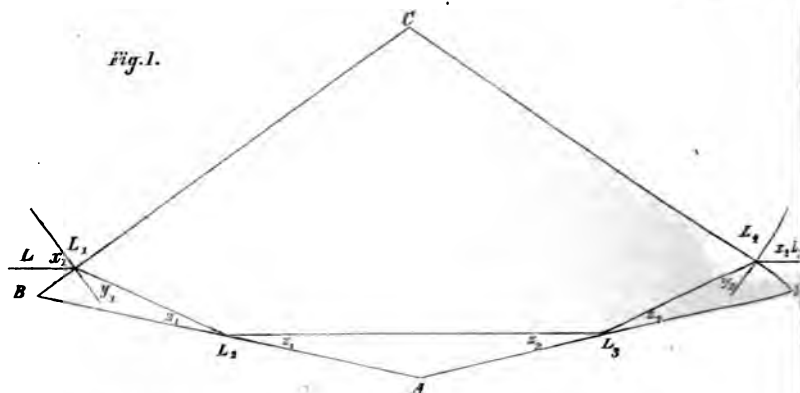
Denn außer dem bezeichneten, freilich nicht hochanzuschlagenden, Uebelstande der Parallel-Verschiebung des mittleren Lichtstrahls scheint mir das Emsmann'sche Prisma weiter noch den zu besitzen, daß für alle Farben der Ein- und Austrittswinkel um durchschnittlich etwa 20° differiren, offenbar also das Maximum der Lichtstärke, welches man bei der Gleichheit jener Winkel, d. i. bei dem Minimum der Ablenkung erhält, nicht erreicht ist. Endlich ließe sich die Anzahl der Reflexionen von drei auf zwei verringern und das Prisma dadurch zugleich symmetrisch machen.

Ein Prisma der verlangten Art wird also eine deltoide Gestalt $ABCD$ (Fig. 1) haben; und soll dasselbe in Dispersion gleichwirkend mit einem gewöhnlichen Prisma (ohne Reflexion) vom brechenden Winkel γ und für Strahlen, deren Brechungsquotient n ist und welche auf BC oder CD auffallen, *euthyoptrisch* (von εὐθύς, geradlinig) seyn, so ergeben sich die Winkel des Vierecks aus folgenden Gleichungen

$$C = 2 \arcsin \left(n \sin \frac{\gamma}{2} \right), \quad A - (B + D) = \gamma, \quad B = D.$$

Für $\gamma = 60^\circ$ und $n = 1,64$ werden

$$A = 154^\circ 55', \quad B = D = 47^\circ 27' 30'', \quad C = 110^\circ 10'.$$



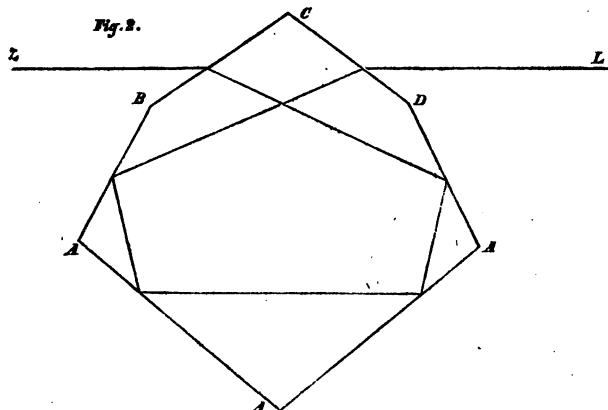
Der Strahl mittlerer Brechbarkeit beschreibt dann die gebrochene Linie LL_{1-5} , und für verschiedene Farben, deren Brechungsquotienten mit den Marken r , m , v zu bezeichnen wären, ergeben sich folgende Winkelgrößen

	r	m	v
n	1,60	1,64	1,68
x_1	$55^\circ 5'$	$55^\circ 5'$	$55^\circ 5'$
y_1	30 50	30	29 13
z_1	11 $42\frac{1}{2}$	12 $32\frac{1}{2}$	13 $19\frac{1}{2}$
x_{II}	13 $22\frac{1}{2}$	12 $32\frac{1}{2}$	11 $45\frac{1}{2}$
y_{II}	29 10	30	30 47
x_{III}	51 14	55 5	59 18.

Die Dispersion beträgt also für die extremen Werthe von n , $8^\circ 4'$; bei dem Emsmann'schen Prisma, welches einem Prisma von 45° brechendem Winkel gleichwirkend ist, nur etwa 5° .

Bei symmetrisch gestalteten Prismen wird überhaupt immer dann Dispersion eintreten, wenn die Anzahl der Reflexionen eine gerade ist. So könnte man auch ein sechsseitiges euthyoptrisches farbenzerstreuendes Prisma

$AAABCD$ (Fig. 2) construiren, wo $A = 102^\circ 32'$, $B = D = 151^\circ 7'$, $C = 110^\circ 10'$ werden. Wegen der Nähe der



Ein- und Austrittsstelle des Lichtstrahls mag dieses Prisma unter Umständen praktische Vortheile bieten.

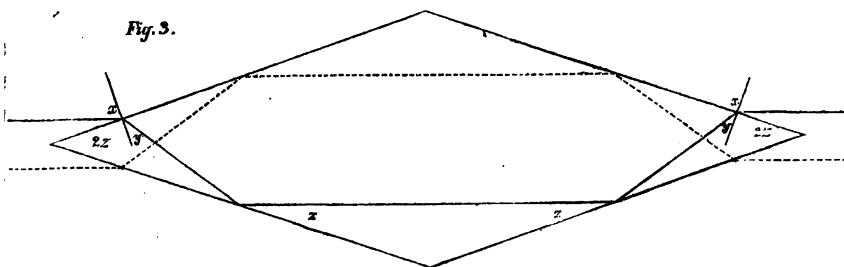
Andererseits könnte man anstatt der Forderung eines bestimmten brechenden Winkels für das vierseitige Prisma verlangen, dasselbe solle auf *beiden* Seiten der Längsdiagonale bestrahlt, in gleicher Weise wirken. Die Gestalt des Prismas wird alsdann rhombisch (Fig. 3). Der halbe spitze Winkel z ergibt sich aus der Gleichung

$$\frac{\cos z}{\cos 3z} = n, \text{ oder } \sin z = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n-1}{n}}$$

nud wird insbesondere für $n = 1,64$

$$z = 18^\circ 12', \quad x = 71^\circ 48', \quad y = 35^\circ 24'.$$

Fig. 3.



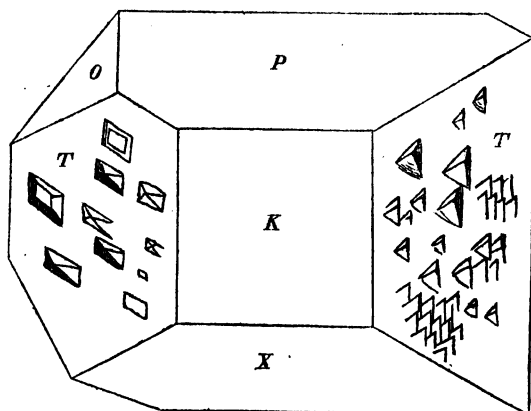
Ob dieses Prisma — wegen der Größe des Incidenzwinkels — für Spectralbeobachtungen sehr geeignet seyn würde, wage ich nicht zu entscheiden. Nur würde es die Eigenthümlichkeit besitzen, daß wenn man die längere Diagonale genau in die Sehlinie stellt, man zwei symmetrische Spectrentheile erhält, welche in der Mitte mit derjenigen Farbe, deren Brechungsquotient n ist, zusammenstoßen.

Bochum den 3. März 1874.

IX. Ueber den Hemimorphismus des Rohrzuckers; von Heinrich Baumhauer.

Die Krystalle des Rohrzuckers, welche dem monoklinen Systeme angehören, zeichnen sich bekanntlich durch einen merkwürdigen Hemimorphismus aus. Außer der Säule $T = a : a : \infty c$ mit einem vorderen Winkel von $78^\circ 30'$, welcher durch die blättrige $k = a : \infty b : \infty c$ gerade abgestumpft wird, treten an denselben namentlich zwei Schiefendflächen P und x auf, von denen die vordere P mit k einen Winkel von $103^\circ 30'$ bildet. Dazu kommt noch $o = a : \frac{1}{2}b : c$, die jedoch nur an der linken Seite der Krystalle oben und unten auftritt, und ebenso $m = \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}b : c$. Der Hemimorphismus findet also in der Richtung der Axe b , nicht, wie z. B. beim Turmalin und Kieselzinkerz, in derjenigen von c statt, und die Axe b wird dadurch zugleich zur thermoelektrischen Axe. Nun ist aber, wie ich gefunden habe, die linke Seite der Zuckerkry-
stalle von der rechten nicht allein durch das einseitige Auftreten von o und m verschieden, sondern es sind selbst die wenn auch krystallographisch vollkommen gleichen rechten und linken Säulenflächen T nicht als physikalisch

oder chemisch (soweit sich dies auf das Verhalten gegen Lösungsmittel bezieht) identisch zu betrachten. Dies zeigen die Aetzfiguren der genannten Flächen, welche man nach dem Befeuchten derselben mit Wasser und Abtrocknen unter dem Mikroskop beobachten kann. Ich habe die Aetzfiguren des Zuckers schon früher¹⁾ gelegentlich kurz beschrieben, ohne aber auf diese interessante Tatsache aufmerksam zu machen. Die Aetzeindrücke der Säulenflächen sind in beifolgender Figur vergrößert abgebildet.



Die linken Säulenflächen zeigen vierseitige Vertiefungen, deren Seiten ungefähr parallel laufen der Kante T/T und P/T . Die rechten Säulenflächen sind mit dreiseitigen Vertiefungen bedeckt, von welchen eine Seite ebenfalls parallel T/T geht. Der Unterschied der Aetzfiguren beider Seiten ist deutlich und kehrte bei allen von mir untersuchten Krystallen wieder. Man wird demnach die rechten und linken Säulenflächen des Rohrzuckers nicht als absolut identisch bezeichnen dürfen. Hieraus kann man interessante Schlüsse auf den inneren Bau und die Molecularformen hemimorpher Krystalle ziehen, was ich indess einstweilen unterlasse, bis weitere Beobachtungen

1) S. diese Annalen Bd. 140, S. 275.

vorliegen. Die beschriebene Thatsache erinnert übrigens an ähnliche Erscheinungen auf ungeätzten Flächen hemimorpher Krystalle. So erscheint z. B. an gewissen Turmalinkrystallen von Chursdorf in Sachsen die eine Geradenfläche glatt, die andere gestreift.

Ich beabsichtige noch andere hemimorphe Körper (z. B. die Weinsäure) zu untersuchen, um zu sehen, ob auch sie dem Verhalten des Zuckers analog auf krystallographisch gleichen Flächen verschiedene Aetzeindrücke zeigen.

**X. Berichtigung zu der Abhandlung „Ueber die Mischungswärme und specifische Wärme von Flüssigkeitsgemischen“;
von Dr. A. Winkelmann.**

In dem §. 8 der genannten Abhandlung (diese Annalen Bd. CL, S. 592) ist angegeben, daß die spec. Wärme des Alkohols nach der Formel Schüller's für das Temperaturintervall von $17^{\circ},4$ bis $20^{\circ},5$ sich zu 0,5764 berechnet. Da aber die Formel Schüller's nicht die spec. Wärme des Alkohols direct bei der Temperatur t° angiebt, wie ich bei der Rechnung vorausgesetzt hatte, sondern die mittlere spec. Wärme zwischen 0° und t° , so ist die mittlere spec. Wärme zwischen $17^{\circ},4$ und $20^{\circ},5$ nach der Formel Schüller's nicht 0,5764 sondern 0,5952. Daher ist auch die Bemerkung in dem angeführten §., daß die Uebereinstimmung der spec. Wärmen der Mischungen, welche von Schüller einerseits und Dupré und Page andererseits angegeben sind, wegen der Abweichung in den spec. Wärmen der Alkohole auffallend sey, nicht zutreffend.

Aachen, März 1874.

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CLI.

I. *Theorie der Influenzmaschine;*
von *W. Veltmann zu Holzminden.*

Es hat auffallend lange gewährt, bis man dazu gelangte, sich von dem Vorgange, welcher das Anwachsen einer äußerst schwachen Ladung der Inducen ten und Conductoren einer Influenzmaschine zu sehr beträchtlicher Stärke bedingt, eine richtige Vorstellung zu machen. Bezeichnend ist in dieser Beziehung, daß fünf Jahre nach der Erfindung der Maschine (1870) Poggendorff in einer Abhandlung „Ueber eine Vereinfachung in der Construction und dem Gebrauche der Holtz'schen Influenzmaschine erster Art“ im 139. Bande der Annalen die Cartonspitzen der Holtz'schen Maschine einen „mysteriösen Theil“ derselben nennt. In der nämlichen Abhandlung ist von den Ausschnitten der festen Scheibe gesagt, daß über den Nutzen derselben noch keine recht präzise Ansicht aufgestellt worden sey. Eine Theorie, welche hinsichtlich der den Spitzen der Inducen ten zuzuschreibenden Rolle von richtigen Gesichtspunkten ausgeht, hat zuerst Riefs in einer Abhandlung „Ueber die Theorie der neuesten Elektrophormaschine und der überzähligen Conductoren“ im 140. Bande der Annalen (1870) aufgestellt. Indefs kann man sich doch nicht in allen Punkten mit derselben einverstanden erklären, da die wie es scheint allgemein verbreitete Annahme, daß in der rotirenden Scheibe statische Elek tricität inducirt werde, auch Riefs veranlaßt hat, der Scheibe Eigenschaften beizulegen, welche ein Isolator, der nur einigermaßen den Namen eines solchen verdient, nie-

mals besitzen kann. Es ist durchaus nicht möglich, daß auf einer Glasscheibe durch Induction statischer Elektrizität in dieser stets eine starke elektrische Ladung mehrere Male während einer Secunde sich in die entgegengesetzte verwandele. Zur Erklärung der Erscheinungen an der Influenzmaschine bedarf es dessen aber auch gar nicht und ist es überhaupt nicht erforderlich, die seit langer Zeit geltenden Ansichten über das Verhalten der Isolatoren irgendwie zu modificiren. Im Gegentheil ist es gerade die wesentliche Eigenthümlichkeit eines Isolators, der große Widerstand gegen jede Bewegung der Elektrizität im Innern und auf der Oberfläche, welche einen solchen geeignet macht, als Material für die rotirende Scheibe einer Influenzmaschine zu dienen. Diefes gilt indeß, genau genommen, nur von dem Widerstande parallel zur Scheibenfläche. Daß auch der Uebergang der Elektrizität von einer Seite der Scheibenfläche zur andern verhindert werde, ist vielmehr von einigem Nachtheil; es liegt hierin eine Unvollkommenheit der Maschine, welche um so geringer wird, je dünner die Scheibe ist und die bei einer Dicke $= 0$ verschwinden würde. Gerade dieser Widerstand senkrecht zur Fläche der Scheibe ist nun die Quelle der Schwierigkeiten gewesen, welche sich einer Erklärung der Erscheinungen der Influenzmaschine entgegenstellten. Riefs kommt über dieselbe dadurch hinweg, daß er, indem er zugleich die ihm eigenthümliche Ansicht über die Influenz in Isolatoren zu Grunde legt, die Scheibe in der Richtung senkrecht zu ihrer Fläche als Leiter betrachtet (denn nur ein solcher kann eine so schnelle Bewegung der Elektrizität gestatten), während parallel zu dieser Fläche der einem Isolator zukommende Widerstand vorausgesetzt wird.

Um die erwähnten Schwierigkeiten wirklich zu vermeiden und für die Theorie der Holtz'schen Maschine eine sichere Grundlage zu gewinnen, wird es zweckmäßig seyn, mit vollständiger Beibehaltung des Principes derselben die rotirende Scheibe durch einen anderen Apparat zu ersetzen, welcher von den beiden Widerständen, in axialer und pe-

ripherischer Richtung, nur den letzteren besitzt. Dies kann in einfachster Weise erreicht werden durch Maschinen von der Art, wie sie im Folgenden beschrieben und hinsichtlich ihrer Wirkungsweise theoretisch untersucht werden sollen. Die beiden Elektricitäten werden wir dabei stets als algebraisch entgegengesetzte Gröſsen behandeln.

Der geschlossene Conductor.

2. An einem isolirenden Rade sind vier leitende Scheibchen p , q , t , s Fig. 1 Taf. VII in gleichen Abständen angebracht. Drei in Kugeln endigende Drähte ef , gh und ir sind an dem Gestell der Maschine isolirt befestigt. Die Kugeln i , g , r und e sind den Scheibchen p , s , t und q so nahe, daß man q und ef , ebenso s und gh , ferner p , ir und t als je einen zusammenhängenden Leiter betrachten kann. Dagegen sollen f und p , sowie h und t so weit von einander entfernt seyn, daß elektrische Ausgleichungen zwischen denselben selbst bei starken Ladungen nicht leicht eintreten können. Die drei Leiter qef , sgh , $pirt$ sind beziehlich mit den Buchstaben \mathcal{A} , \mathcal{C} und \mathcal{B} bezeichnet. ef und gh entsprechen den Belegen, ir dem Conductor der Holtz'schen Maschine; als *Inducenten* aber sind hier \mathcal{A} und \mathcal{C} zu betrachten und der durch dieselbe influencirte Leiter ist \mathcal{B} . Den Conductor ir mag man sich, so wie in der Figur, als aus zwei seitwärts gerichteten Armen bestehend denken, welche durch die verschiebbaren Elektroden verbunden sind, so jedoch, daß das Ganze symmetrisch bleibt.

3. Zwei elektrische Ladungen eines Systems, welche auf der ganzen Oberfläche des letzteren ein constantes Verhältniß der Dichten zeigen, nennen wir *ähnlich*.

4. Eine Ladung der oben beschriebenen Maschine, sowie auch die weiter unten noch vorkommenden Abänderungen derselben, bei welcher in je zwei Punkten des gesammten leitenden Systems, die bei einer Drehung des letzteren $= 180^\circ$ um die Axe des Rades ihre Orte vertauschen, die elektrischen Dichten gleich aber von entge-

gegengesetzten Zeichen sind, soll eine symmetrische genannt werden.

5. Dem Inducenten \mathcal{A} werde nun eine positive Elektrizitätsmenge $= A_0$ mitgetheilt, dem Inducenten \mathcal{C} eine gleiche negative Menge. Die beiden Hälften des Leiters \mathcal{B} werden dann durch Influenz ebenfalls entgegengesetzt und gleich stark elektrisch und es wird die Ladung der ganzen Maschine eine symmetrische. Wird nun das Rad gedreht, so sind die Umstände, welche eine Aenderung der Dichte in den einzelnen Punkten herbeiführen, für irgend zwei Gegenpunkte ganz dieselben und die Ladung bleibt daher stets symmetrisch. Die Ladung des Leiters \mathcal{B} bleibt also beständig $= 0$, während diejenigen von \mathcal{A} und \mathcal{C} immer um entgegengesetzte gleiche Größen sich ändern. Hieraus folgt aber nach bekannten elektrostatischen Gesetzen, daß nach jeder Vierteldrehung (um 90°), wo die geometrische Form des leitenden Systems mit der anfänglichen congruirt, die Ladung der ursprünglichen ähnlich ist.

6. Wir wollen nun, eine Drehung nach rechts vorausgesetzt, die Aenderung der Ladung von Viertel- zu Vierteldrehung verfolgen. Wegen der beständigen Symmetrie genügt es, von den beiden Quadranten rechts oben und links unten bloß den ersteren zu betrachten. Zugleich dient es zur Vereinfachung und größeren Klarheit, statt das Rad mit den vier Scheibchen, bloß die Elektrizitäten der letzteren zu drehen, so daß die Elektrizität einer Scheibe immer auf die nächst folgende nach rechts übergeht. Diejenige von a geht dann auf p , die von t auf a über. Statt derjenigen von t können wir aber auch die entgegengesetzte von p nehmen; dann besteht bei jeder Vierteldrehung die Aenderung auf a und p (unmittelbar vor dem eingetretenen elektrostatischen Gleichgewicht) darin, daß a und p ihre Elektrizitäten, letztere mit dem umgekehrten Zeichen genommen, vertauschen.

Anfänglich hat \mathcal{A} die Menge A_0 ; die von a möge a_0 , p_0 die von p seyn. Nach der 1., 2., . . . Vierteldrehung nehmen wir für die entsprechenden Mengen dieselben Buch-

staben, aber mit den Indices 1, 2, Mit A , a , p bezeichnen wir die Ladungen bei wiederhergestelltem elektrostatischem Gleichgewicht nach einer beliebigen Vierteldrehung.

Die Aenderung auf \mathfrak{A} erhalten wir, indem wir nach jeder Vierteldrehung die Menge a fortnehmen, $-p$ hinzufügen. Nach der ersten hat also \mathfrak{A} die Menge $A_1 = A_0 - p_0 - a_0$. Da die Elektrizität der Inducen ten \mathfrak{A} und \mathfrak{S} in Folge der Wechselwirkung mit dem Leiter \mathfrak{B} sich mehr nach den Enden f und h hinzieht, so ist (absolut) $p > a$. Wegen der beständigen Aehnlichkeit stehen aber A , p und a nach jeder Drehung in demselben Verhältnisse; wir können daher $p = \pi A$, $a = \alpha A$ setzen, wo π und α constante Zahlen und (absolut) $\pi > \alpha$ ist. Es wird daher *

$$A_1 = A_0 (1 - \pi - \alpha)$$

$$A_2 = A_1 (1 - \pi - \alpha)$$

$$\text{etc.} \qquad \qquad \text{etc.}$$

$$A_n = A_0 (1 - \pi - \alpha)^n.$$

Die Ladung der Maschine würde demnach ins Unendliche wachsen, wenn dieser Zunahme nicht durch die Ausströmung in der Luft oder Funkenentladung bei f und h eine Gränze gesetzt wäre.

7. In dem Conductor findet hierbei ein intermittirender elektrischer Strom statt. Die positive Elektrizität, welche fortwährend von dem linken Ende des Conductors nach dem rechten, und die negative, welche von dem rechten nach dem linken gebracht wird, vereinigen sich stets wieder und der hierdurch entstehende Strom hat immer dieselbe Richtung. Mechanisch wird die negative Elektrizität von rechts nach links und die positive von links nach rechts gebracht; als elektrischer Strom macht sie den umgekehrten Weg. Dieser Strom wird ebenfalls immer stärker, da durch die zunehmende Ladung der Inducen ten eine stets größere Elektrizitätsmenge in p und t inducirt wird. Außerdem findet noch in dem Conductor ir eine beständige Trennung und Wiedervereinigung der beiden Elektri-

citäten statt, die aber aus gleichen und entgegengesetzten Strömen besteht und deren Gesamteffect daher $= 0$ ist.

8. Der Inducen t \mathfrak{A} werde allein mit einer positiven Menge A_0 versehen, während \mathfrak{B} und \mathfrak{C} blofs durch Influenz elektrisch werden. Hierdurch erhalten dann die übrigen Leiter Ladungen, welche wir auf \mathfrak{B} , \mathfrak{C} , p , t , a , s resp. mit B_0 , S_0 , p_0 , t_0 , a_0 , s_0 bezeichnen. Von diesen sind B_0 und $S_0 = 0$, p_0 negativ, t_0 , a_0 und s_0 positiv. Dem absoluten Werthe nach ist $p_0 > t_0$. Bei der ersten Vierteldrehung verliert also \mathfrak{B} an den Enden mehr negative als positive Elek t ricität; überdiess empfängt er die beiden positiven Mengen a_0 und s_0 und erhält daher eine positive Ladung $B_1 = -p_0 - t_0 + a_0 + s_0$.

\mathfrak{C} verliert die positive Menge s_0 und erhält die negative p_0 , erscheint also jetzt mit einer negativen Ladung $S_1 = p_0 - s_0$.

\mathfrak{A} verliert a_0 und gewinnt t_0 . Da nun $t_0 > a_0$, so nimmt also A zu und es ist daher $A_1 = A_0 + t_0 - a_0 > A_0$.

Nach der n ten Vierteldrehung mögen nun folgende nach der ersten eingetretene Verhältnisse noch fortbestehen:

A_n sey positiv und $> A_0$, S_n negativ und $A_n > -S_n$.
 B_n sey positiv.

Da die Maschine stets einen positiven Gesamtüberschuß $= A_0$ behält, also $A_n + B_n + S_n = A_0$ ist, so muß $B_n < -S_n$ seyn. Dann würde aber selbst für den Fall, daß B_n von mit A_n vergleichbarer Gröfse wäre, die Anziehung von S_n gegen B_n nothwendig bewirken, daß das positive a_n nicht etwa (in Folge der Abstofsung von B_n gegen A_n) gröfser wäre als das ebenfalls positive t_n . Bei der nächsten Vierteldrehung wächst aber A_n um $t_n - a_n$ und es ist also $A_{n+1} = A_n + t_n - a_n$ positiv und $> A_n$.

Ferner ist $S_{n+1} = S_n - s_n + p_n$. Hier kann man nun s_n entweder (bei den ersten Drehungen) positiv oder (bei späteren Drehungen und stärker negativ geladenem \mathfrak{C}) negativ seyn. In dem ungünstigen Falle nun, wo s_n negativ und zugleich p_n positiv wäre, würde doch s_n nur ein klei-

ner Bruchtheil von $-S_n$ und p_n ein eben solcher von dem (alsdann über die ganze Fläche von \mathfrak{B} verbreiteten) B_n , mithin auch von $-S_n$ seyn. Schon hiernach würde also S_{n+1} negativ seyn müssen wie S_n . Ueberdies verhindert jedoch die Anziehung zwischen S_n und dem kleineren B_n nicht bloß, daß p_n positiv, sondern auch, daß es eine absolut kleinere negative GröÙe wird, als das etwa negative s_n . Mithin ist $S_{n+1} = S_n - s_n + p_n$ nicht bloß negativ, sondern auch dem absoluten Werthe nach größer als S_n .

Der Werth von B ist jetzt $B_{n+1} = B_n - p_n - t_n - a_n + s_n$, wo p_n negativ, t_n positiv und jedenfalls absolut $p_n > t_n$ ist. Wäre es aber auch umgekehrt, so würde doch der Ueberschuß des positiven t über das negative p nur kleiner seyn können, als der gesammte positive Ueberschuß B_n auf \mathfrak{B} . Es kann also $B_n - p_n - t_n$ nur positiv seyn. Was ferner a_n und s_n betrifft, so kann, wenn s_n negativ ist, dasselbe nicht absolut größer seyn als a_n . Wenn nämlich $A_n = -S_n$ und $B_n = 0$ wären, so würde $a_n = -s_n$ seyn; ist aber $A_n > -S_n$ und $B_n > 0$, so wird hierdurch s_n gegen a_n verringert.

Nach der $n + 1$ sten Vierteldrehung bestehen also obige Verhältnisse ebenfalls noch, und indem man nun so von der ersten auf die zweite usw. schließt, ergibt sich, daß stets A_n positiv und $> A_0$, S_n negativ und absolut $< A_n$, B_n positiv ist. Nun ist aber s immer nur ein kleiner Bruchtheil von p , während p nicht beliebig klein seyn kann. Mithin wird S durch das jedesmalige Wachsen um $p - s$ und somit auch A beliebig groß. Der Ueberschuß von A über $-S$ ist aber stets kleiner, als A_0 , da er mit B zusammen $= A_0$ ist. Folglich nähert sich das Verhältniß $\frac{A_n}{-S_n}$ der Einheit. Dabei kann das kleiner als A_0 bleibende B zuletzt außer Acht gelassen werden und es verwandelt sich also die anfängliche unsymmetrische Ladung nach und nach in eine symmetrische.

Der unterbrochene Conductor.

9. Entfernt man die Elektroden von einander, aber so, daß beide gleich weit zurückgezogen werden, das Ganze also symmetrisch bleibt, so treten die in Fig. 2, Taf. VII angedeuteten Verhältnisse ein, wo der Conductor aus zwei getrennten Stücken ik und rl besteht. Diese beiden Theile mögen mit \mathfrak{P} und \mathfrak{Q} , die Elektrizitätsmenge auf derselben mit P und T bezeichnet werden. Die übrigen Bezeichnungen bleiben wie früher.

10. Wenn bei zwei verschiedenen Versuchen die anfänglichen Ladungen ähnlich sind (während sie sonst ganz beliebig seyn können), so bleiben sie auch nach einer gleichen Anzahl von Vierteldrehungen ähnlich. Die Aenderungen bei einer Vierteldrehung bestehen nämlich in einer Addition und Subtraction der Ladungen der einzelnen Leiter. Da nun, wenn mehrere Größen mehreren andern proportional sind, beliebige Functionen ersten Grades der letzteren den nämlichen Functionen der ersteren ebenfalls proportional sind, so dauert die Aehnlichkeit fort, wenn sie anfangs vorhanden war. Je stärker also die anfängliche Ladung ist, um so stärker wird sie in demselben Verhältniß nach einer bestimmten Anzahl von Drehungen seyn.

11. Die Ladung bleibt auch hier nach jeder Vierteldrehung symmetrisch, wenn sie es anfänglich war. Auch besteht die Aenderung in dem Quadranten oben rechts bei einer Vierteldrehung in einer Vertauschung von a und p , letzteres mit entgegengesetztem Zeichen genommen. Es ist also immer

$$A_{n+1} = A_n - a_n - p_n$$

$$P_{n+1} = P_n + a_n - p_n$$

12. Die Bedingungen dafür, daß die Ladung ähnlich bleibe, sind andere als bei dem geschlossenen Conductor. Die Maschine sey nämlich anfänglich in irgend einer Weise symmetrisch geladen, \mathfrak{A} mit A_0 , \mathfrak{P} mit P_0 . Damit nach der ersten Vierteldrehung die Ladung ähnlich bleibe, muß

$$\frac{A_0}{P_0} = \frac{A_1}{P_1} = \frac{A_0 - a_0 - p_0}{P_0 + a_0 - p_0},$$

also

$$\frac{A_0}{P_0} = \frac{p_0 + a_0}{p_0 - a_0}$$

oder auch

$$\frac{A_0 + P_0}{A_0 - P_0} = \frac{p_0}{a_0}$$

seyn. Wegen der Aehnlichkeit haben aber letztere Verhältnisse nach der ersten Drehung wieder dieselben Werthe wie vor derselben und es ist also auch

$$\frac{A_1 + P_1}{A_1 - P_1} = \frac{p_1}{a_1},$$

welches die Bedingung für die Aehnlichkeit nach der zweiten Drehung ist. Indem man in derselben Weise weiter schließt, ergibt sich also die beständige Erhaltung der Aehnlichkeit aus dem anfänglichen Stattfinden jener Bedingung.

13. Für ähnliche Ladungen, für welche also $\frac{P}{A}$ denselben Werth hat, hat auch $\frac{p}{a}$ immer denselben Werth, ebenso auch

$$\frac{A + P}{A - P} = \frac{1 + \frac{P}{A}}{1 - \frac{P}{A}}.$$

Man kann also für beliebige symmetrische Ladungen $\frac{P}{A}$ und $\frac{A + P}{A - P}$ als Functionen von $\frac{P}{A}$ betrachten. Setzen wir

$$x = \frac{A + P}{A - P} = \frac{1 + \frac{A}{P}}{1 - \frac{A}{P}},$$

nehmen, $\frac{P}{A}$ als Abscisse, x als Ordinate, so wird x als Function von $\frac{P}{A}$ durch die Hyperbel H Fig. 3, Taf. VII dargestellt. Setzt man ferner

$$g = \frac{p}{a},$$

so wird g als Function von $\frac{P}{A}$ durch eine Curve wie K Fig. 3, Taf. VII dargestellt. Um für diese Curve den in der Figur angegebenen Verlauf nachzuweisen, nehmen wir A positiv und constant und lassen p allein sich ändern. Dabei setzen wir voraus, daß die beiden Stücke des Conductors größer sind, als die Inducenten.

Für $P=0$ ist nun p negativ, a positiv und, weil die Elektricität von A sich mehr nach dem Ende f hinzieht, $\frac{p}{a} < -1$. (Punkt B .) Wächst P jetzt stetig, so nimmt a in Folge der wachsenden Abstossung von P gegen A zu, der absolute Werth von p dagegen ab; also wächst $\frac{p}{a}$ bis p und also auch $\frac{p}{a} = 0$ ist (Punkt E). Die Abscisse dieses Punktes ist jedenfalls größer als 1; sie würde nur dann kleiner seyn können, wenn die Stücke des Conductors ziemlich klein wären und die Elektroden weit aus einander ständen. Wächst P noch weiter, so wird auch p positiv; a und p wachsen jetzt gleichzeitig und für $P=\infty$ wird auch $p=\infty$ sowie $a=\infty$. Da jetzt A gegen P verschwindet, so hat das Verhältniß $\frac{p}{a}$ denselben Werth, den es haben würde, wenn P endlich, $A=0$ wäre. Nennt man diesen Werth η , so hat also die Curve nach rechts eine Asymptote G in der Höhe $=\eta$ über der Abscissenaxe. — Nimmt P von $P=0$ aus ab, so wird p immer größer negativ; das positive a dagegen nimmt ab bis $a=0$ und also $\frac{p}{a} = -\infty$ wird (Asymptote F). Bei weiterer negativer Zunahme des P wird auch a negativ (Asymptote F oben) und nun convergiren die negativen Werthe von p und a mit P gegen $-\infty$. Für $P=-\infty$ verschwindet wieder A gegen P und das Verhältniß $\frac{p}{a}$ erhält denselben Werth η , wie für $P=+\infty$ (Asymptote G).

Giebt man dem A einen constanten *negativen* Werth und läßt dann P von $-\infty$ bis $+\infty$ laufen, so erhält man dieselbe Curve K wie oben. Irgend ein Punkt dieser Curve entspricht also Ladungen der Maschine mit positiven, so-

wie solchen mit negativen A . Erstere wollen wir *positive*, letztere *negative Ladungen* nennen. Diejenigen, die zu einem und demselben Punkt der Curve K gehören, sind alle einander ähnlich; das Verhältniß der Dichten aber in den Punkten des leitenden Systems ist positiv oder negativ, je nachdem zwei solche Ladungen gleichnamig sind, oder nicht.

Der Punkt der Curve K , welcher einer bestimmten Ladung entspricht, möge der Ort dieser Ladung heißen. Diejenige Ladung, welche aus einer anderen durch eine Vierteldrehung der Maschine entsteht, nennen wir die *Resultante* der letzteren, diese die *Componente*.

14. Wenn die Curven H und K sich schneiden, so kann H_1 sich nur mit K_1 und H_2 mit K_2 schneiden. Findet gar kein Durchschnit statt, so kann also nicht

$$\frac{A+P}{A-P} = \frac{p}{a}$$

werden und demnach der Fall der steten Aehnlichkeit [No. 12] niemals eintreten.

15. Auf der Curve K giebt es einen Punkt, aber auch nur einen, dessen positive oder negative Ladung eine Resultante hat, für welche $A=0$.

Man gebe A_0 einen constanten positiven Werth. Für $P_0 = +\infty$ wird dann $p_0 = +\infty$, $a_0 = +\infty$, also das resultirende $A_1 = A_0 - a_0 - p_0 = -\infty$. Für $P_0 = -\infty$ wird $p_0 = -\infty$, $a_0 = -\infty$, also das resultirende $A_1 = A_0 - a_0 - p_0 = +\infty$. Wenn nun P_0 von $-\infty$ bis $+\infty$ sich stetig ändert, so ändert sich A_1 ebenfalls stetig und da A_1 hierbei von $+\infty$ bis $-\infty$ läuft, so muß es irgend einmal $=0$ werden.

Auf K_1 sowie auf dem Theile unterhalb der Abscissenaxe kann ein solcher Punkt nicht liegen; denn die Ladungen, deren Oerter diese Punkte sind, haben alle eine denselben gleichnamige Resultante. Auf K_2 sind nämlich (für ein positives A) p und a negativ. Das A der Resultante $A - a - p$ ist daher noch gröfser als A . Auf den Theil unterhalb der Abscissenaxe aber sind P und a

positiv, p negativ. Der Inducert \mathfrak{A} kann von a bis nach f nur positiv elektrisch seyn und es ist daher a nur ein Theil von A , mithin die Resultante $A - a - p$ positiv.

Es sey nun Q rechts von E ein solcher Punkt. Die entsprechende Ladung, deren Resultante ein $A_1 = 0$ hat, sey A_0, P_0 , so daß also $A_1 = A_0 - a_0 - p_0 = 0$. A_0, P_0, a_0 und p_0 sind positive Größen. Man lasse nun P_0 wachsen, nehme also einen Punkt weiter nach rechts. A_0, P_0, a_0 und p_0 bleiben positiv; a_0 und p_0 werden beide größer und es wird $A_1 = A_0 - a_0 - p_0$ negativ. Man lasse ferner P_0 abnehmen, so daß der Punkt (höchstens bis E) nach links rückt. a_0 und p_0 bleiben wieder positiv, nehmen aber beide ab und es wird $A_1 = A_0 - a_0 - p_0$ positiv.

Der Punkt Q ist demnach der einzige, dem obige Eigenschaft zukommt. Alle Ladungen, deren Oerter links von demselben liegen, haben eine gleichnamige, alle die rechts von demselben liegen, eine ungleichnamige Resultante.

Wir wollen nun das Verhalten der in Thätigkeit gesetzten Maschine für die beiden Fälle untersuchen, daß die Curven H und K sich schneiden oder nicht.

16. Die Curven mögen sich nicht schneiden.

Die anfängliche Ladung sey eine positive mit dem Ort C , so daß also A_0 positiv, $P_0 = 0$ ist. Nach der ersten Vierteldrehung wird

$$\begin{aligned} A_1 &= A_0 - p_0 - a_0 \\ P_1 &= P_0 - p_0 + a_0. \end{aligned}$$

Da p_0 negativ und a_0 nur ein Theil von A_0 ist, so ist A_1 positiv und auch $P_1 > 0$. Es ist also jetzt $\frac{P}{A}$ positiv und der Ort der Resultirenden liegt daher von C aus weiter nach rechts. Hieraus folgt aber, daß von jeder positiven Ladung aus, die links von Q liegt, durch eine Vierteldrehung $\frac{P}{A}$ nur zunehmen kann, der Ort der Ladung also weiter nach rechts rücken muß. Zunächst ist nämlich für irgend eine zweite Ladung H links von Q als Componente die Resultante nach [15] ebenfalls positiv. Läßt

man nun die Componente von C bis H sich stetig ändern, so ändert sich auch die Resultante stetig; wenn also $\frac{P}{A}$ von H aus durch eine Vierteldrehung abnähme, während es von C aus zugenommen hätte, so müßte zwischen C und H ein Punkt liegen, von dem aus $\frac{P}{A}$ constant bliebe. Dies wäre aber dann ein Punkt der steten Aehnlichkeit, der nach [14] nicht existiren kann, da die Curven sich nicht schneiden.

Solange also von Viertel- zu Vierteldrehung der Ort der Ladung links von Q bleibt, muß derselbe immer weiter nach rechts rücken. Er kann sich auch keinem Punkte links von Q oder Q selbst ohne Ende nähern; denn dieser würde dann ebenfalls ein Punkt der steten Aehnlichkeit seyn. Der Ort der Ladung kommt also nothwendig irgend einmal über Q hinaus. Die Ladung ist dann nach [15] noch positiv. Es ist also A und daher auch P , sowie a und p positiv. Dann kann aber p nur ein Theil von P seyn und der Werth $P - p + a$, in den sich P durch die nächste Vierteldrehung verwandelt, ist daher ebenfalls positiv. Dagegen wird A nach [15] hierdurch negativ und der Ort der Ladung liegt alsdann entweder auf K_2 oder links von C auf K_1 .

Für die jetzige negative Ladung gilt nun dasselbe, wie für die anfängliche positive. Sie kann durch weitere Vierteldrehungen nur nach rechts fortschreiten, bis sie über den Punkt Q hinauskommt, wo dann A wieder sein Zeichen wechselt und der Ort der jetzt wieder positiven Ladung links von der Ordinatenaxe erscheint.

In dieser Weise wird die Maschine bei fortdauernder Drehung ohne Ende fortfahren, Ladungen mit abwechselnd positivem und negativem A anzunehmen, falls nicht, bevor die Umkehrung eintritt, zwischen den Elektroden eine Entladung stattfindet. Geschieht dies jedoch, bevor der Punkt Q erreicht ist, so ist die Umkehrung nicht möglich. Durch das Ueberspringen des Funkens wird P plötzlich

kleiner und der Ort der Ladung geht wieder weiter nach links zurück.

Die Abnahme des positiven A beginnt immer bei dem Punkt Y , wo p negativ, P und a positiv sind und $-p = a$ ist. Von diesem Punkte aus wächst A durch eine Vierteldrehung um $-p + a = 0$. Weiter rechts, wo P im Vergleich zu A noch größer, also auch a größer, der absolute Werth von p kleiner wird, nimmt A stets ab.

17. Bei einem bestimmten Abstände der Elektroden möge die Maschine diejenige Ladung A_0 , P_0 haben, welche dem Punkte Q entspricht, so daß also $A_1 = A_0 - p_0 - a_0 = 0$. Man ziehe nun die Elektroden weiter auseinander. Dann vermindert sich die Anziehung zwischen P und T ; P zieht sich weiter nach p hin und p wird also größer. Zugleich vermehrt sich die Abstossung von P gegen A und es wird daher auch a größer. Soll $A_1 = A_0 - p_0 - a_0$, welches also hierdurch negativ wird, wieder $= 0$ werden, so muß man P_0 bei gleich bleibendem A_0 verkleinern. Der Punkt A hat demnach bei vergrößertem Abstände der Elektroden eine kleinere Abscisse $\frac{P}{A}$; er liegt weiter nach links. Dasselbe gilt auch für den Punkt Y , in welchem die Ladungen anfangen Resultanten zu haben mit kleinerem A als dasjenige der Componente.

Wenn man also, während die Maschine in Thätigkeit ist, die Elektroden plötzlich auseinander zieht, so kann möglicherweise der Punkt Q hierdurch weiter nach links kommen, als die augenblicklich vorhandene Ladung, so daß also dann sofort die Umkehrung der letzteren stattfindet.

18. Die Curven H und K mögen sich schneiden oder tangiren. Dann kann es seyn, daß von Viertel- zu Vierteldrehung der Ort der Ladung sich immer mehr einem dieser Punkte der steten Aehnlichkeit nähert oder auch genau mit demselben zusammenfällt, wo dann die Maschine sich in derselben Weise verhält, wie eine solche mit geschlossenem Conductor.

Der unterbrochene Conductor in Verbindung mit dem geschlossenen.

19. Die Einrichtung des Apparates ist aus Figur 4, Taf. VII zu ersehen. Die beiden Theile uk (\mathfrak{P}) und vl (\mathfrak{Q}) des Conductors sind jedoch nicht wie in der Figur nach dem Mittelpunkte, sondern wieder seitwärts gerichtet und mit den verschiebbaren Elektroden versehen zu denken. Die Ladungen von \mathfrak{A} (welches aus fwe und a besteht), p und a bei der gezeichneten Stellung der Maschine mögen beziehlich mit A , p und a , diejenigen von \mathfrak{P} (uk) und \mathfrak{Q} (vl) in dem Augenblick, wo p zwischen w und u steht, mit P und π bezeichnet werden.

Die Ladung ist auch hier nach jeder Vierteldrehung symmetrisch, wenn sie es anfänglich war. Auch sind bei zwei verschiedenen Versuchen die Ladungen nach einer gleichen Anzahl Drehungen ähnlich, wenn sie es anfänglich waren.

19. Die Maschine sey symmetrisch geladen, A positiv, $P=0$. Der Inducen t \mathfrak{A} wirkt nun auf beide Conductoren; das Ende u des offenen wird also ebenfalls negativelektrisch. Hierdurch sammelt sich die positive Elek t ricität von \mathfrak{A} bei w etwas an. Dies hat jedoch an dem näheren Ende a des Inducen t en eine stärkere Veränderung der positiven Elek t ricität zur Folge als an dem entfernten Ende. Jedenfalls ist daher auch hier das positive $-p$ größer als das positive a und erhält somit A bei der ersten Vierteldrehung einen positiven Zuwachs $-p - a$. Während a an u vorübergeht, giebt es nicht bloß sein positives a an \mathfrak{P} ab, sondern erhält auch durch die Influenz von \mathfrak{A} ein negatives π und nimmt dieses mit fort. Nach der ersten Vierteldrehung hat demnach \mathfrak{P} eine positive Ladung $= -\pi + a$.

So lange nun bei fortgesetztem Drehen die Influenz von \mathfrak{A} das Ende u von \mathfrak{P} negativ macht, kann A nur zunehmen. In Folge dieser Influenz wird nämlich, ebenso wie anfänglich, die positive Elek t ricität von \mathfrak{A} sich in w etwas anhäufen und dadurch dem Ende a von \mathfrak{A} mehr

entzogen werden als dem Ende f . Wenn nun ohne den offenen Conductor (wie in Fig. 1, Taf. VII) p negativ und $-p > a$, so wird dies um so mehr hier der Fall seyn, also A um die positive Grösse $-p - a$ zunehmen.

Unter derselben Voraussetzung kann aber auch P nicht abnehmen, denn π ist dann ebenfalls kleiner als a , so daß also der Zuwachs $-\pi + a$ von P positiv ist.

Der Quotient $\frac{P}{A}$ nimmt anfangs zu. Es kann nun seyn, daß derselbe soweit zunimmt, daß die Influenz von \mathfrak{A} nicht mehr im Stande ist, das Ende u von \mathfrak{P} negativ zu machen, Dann wird durch die Abstossung von P gegen A die positive Elektrizität auf \mathfrak{A} mehr nach f und a hingedrängt, jedoch stärker nach dem näheren a , als nach dem entfernteren f . Hierdurch kann nun möglicherweise $-p > a$, der Zuwahhs $-p - a$ von A also negativ werden. Zugleich kann aber möglicherweise auch P abnehmen und es läßt sich nun schwer beurtheilen, ob das nachherige Verhältniß $\frac{P}{A}$ ein solches ist, von welchem aus abermals eine Abnahme des A stattfindet oder nicht. Noch weniger läßt sich bei den weiteren Drehungen die Aenderung der Ladung verfolgen.

Unmöglich ist eine Verminderung des A , so lange nicht $-p < a$ geworden ist. Hierzu gehört aber jedenfalls eine sehr kräftige Ladung von \mathfrak{P} , welche ein so großes positives π bedingt, daß p in Fig. 2 höchstens erst dann ebenso groß werden könnte, nachdem A schon längst abgenommen hätte. Der geschlossene Conductor wird stärker erregt, als der offene, namentlich wenn die Hälften des letzteren schon bedeutende Ladungen erhalten haben, und versieht also auch dann noch die Inducenten mit immer neuen Mengen von Elektrizität, wenn der offene dazu gar nicht mehr im Stande ist.

Stromumkehrungen sind nach Obigem bei constant bleibendem Abstände der Elektroden während des Drehens nicht wahrscheinlich. Dagegen können sie eher eintreten,

wenn man die Elektroden plötzlich auseinander zieht. Wegen der verminderten Anziehung von P und T wird dann das Ende u stark positiv elektrisch und es kann hierdurch möglicherweise — $p < a$ werden, so daß also jetzt, sowie auch bei den ferneren Drehungen, A abnimmt, $= 0$ und negativ wird.

Da mir keine Holtz'sche Influenzmaschine zu Gebote steht, so unterlasse ich es, hier genauer zu erörtern, in wiefern sich dieselbe von den oben beschriebenen Apparaten unterscheidet. Nur insoweit will ich diese Unterschiede hier hervorheben, als nothwendig ist, um die im Eingange dieser Abhandlung ausgesprochene Ansicht zu begründen, daß man der drehbaren Scheibe der Holtz'schen Maschine keine andere Eigenschaften beizulegen braucht, als die gewöhnlichen längst bekannten eines Isolators.

Man denke sich in Fig. 1 Taf. VII die Kugeln e und g von den Scheibchen a und β durch Stücke einer Cylinderfläche getrennt, deren Axe mit derjenigen des Rades zusammenfällt und lasse diese Stücke mit a und β beim Drehen des Rades verbunden bleiben. Diesen Flächenstücken lege man die Eigenschaft bei, daß sie für die Elektricität undurchdringlich seyen; von einem Leiter jedoch, der eine dieser Flächen berührt, soll die Elektricität auf letztere übergehen und sich darauf verbreiten können. Wenn eine solche Fläche einen Leiter durchschneidet, so kann also von dem einen Theile auf den anderen keine Elektricität übergehen; gleichwohl verhält sich ein solcher Leiter in elektrostatischer Beziehung genau so, als wäre jene trennende Fläche nicht vorhanden. Dem einen Theile werde z. B. die positive Elektricitätsmenge q mitgetheilt, von welcher etwa die Menge q_1 auf den anderen Theil übergehen müßte, damit das Potential innerhalb des ganzen Leiters constant werden könnte. Dieser Uebergang kann nun nicht wirklich stattfinden. Dagegen kann aber von der elektrisirten Seite die positive Menge q_1 ,

von der anderen eine gleiche negative nach der Fläche gehen, sich auf dieser verbreiten und sich neutralisiren. Der Erfolg ist dann derselbe, als wäre die Menge q_1 von der einen Seite zur anderen übergegangen. Obige Flächenstücke werden also nicht hindern, daß die Maschine in derselben Weise wirkte, als wären sie nicht vorhanden. Man nehme nun aber statt der geometrischen Flächen sehr dünne isolirende Platten. Zwei entgegengesetzt gleiche Elektrizitätsmengen können sich dann nicht mehr dadurch neutralisiren, daß sie sich auf den entgegengesetzten Seiten der Platte ablagern; jedoch wird hierdurch das Potential derselben immer noch sehr nahe $= 0$ und die elektrischen Vorgänge in der Maschine ändern sich dadurch nur sehr wenig. Bekanntlich muß bei der Holtz'schen Maschine die drehbare Scheibe sehr dünn seyn; je dünner sie ist, um so vollkommener verhält sie sich wie eine für die Elektrizität undurchdringliche geometrische Fläche.

Um den obigen Apparaten eine grössere Aehnlichkeit zu geben mit der Holtz'schen Maschine, müßte man am Umfange des Rades eine große Anzahl nebeneinander liegende aber von einander isolirte Kugeln anbringen. Bei der Holtz'schen Maschine dient statt derselben die äussere Seite der Scheiben, welche als aus nebeneinander liegenden, aber von einander isolirten Leitern betrachtet werden kann, die zwar Elektrizität aufnehmen und abgeben, aber nicht einander mittheilen können. Die Inducerten und Conducte von der Holtz'schen Maschine sind mit der Scheibe nicht in Berührung; statt dessen endigen sie in Spitzen, was denselben Erfolg hat.

II. Experimentelle Bestimmung der Dielektricitätsconstante von Isolatoren; von Ludwig Boltzmann in Wien.

(Schluß von S. 506.)

§. 6.

Theorie der Berechnung der Dielektricitätsconstante aus der Capacität des Condensators.

Da sich bei meinen Versuchen die Condensatorplatten durchweg sehr nahe standen, so war der weitaus größte Theil der Elektricität an den einander vis-à-vis stehenden Flächen derselben angehäuft, die ich als die Flächen M und N bezeichnen will, und zwar sey M die mit der Erde verbundene. Die Theorie der Vertheilung der Elektricität auf zwei sehr nahestehenden leitenden Flächen wurde durch Green und Clausius (siehe des letzteren Abhandlungen über mechanische Wärmetheorie, 2. Abth. S. 74) gegeben. Legen wir in die Fläche M des Condensators den Coordinatenanfangspunkt und ziehen die z -Axe senkrecht darauf, so hat nach dieser Theorie das elektrische Potential zwischen beiden Flächen die Form $V = Az$. An der Fläche M ist es Null, weil selbe mit der Erde verbunden ist. Sey dasselbe an der Fläche N gleich V_1 und sey m die Distanz der beiden Flächen, so ist $A = \frac{V_1}{m}$. Die Dichtigkeit h der Elektricität auf der

Fläche N ist $\frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dz} = \frac{1}{4\pi} A = \frac{V_1}{4\pi m}$. Die gesammte Elektricitätsmenge auf der Fläche N ist daher $Qh = \frac{V_1 Q}{4\pi m}$,

wenn Q ihre Oberfläche ist. Dividiren wir dieselbe durch V_1 , so bekommen wir die Elektricitätsmenge, mit der die Fläche N sich laden würde, wenn auf derselben das Potentiale 1 herrschte. Dieselbe ist also

$$\alpha = \frac{Q}{4\pi m} \dots \dots \dots (6).$$

Wenn man von der jedenfalls nur kleinen Elektricitätsmenge, die sich auf den Zuleitungsdrähten der abgewandten Fläche der Condensatorplatte und dem Rande derselben befindet, abstrahirt, so ist α dieselbe Gröfse, welche wir als Capacität des Condensators bezeichnet haben. Letztere muß also angenähert dem Abstände der Condensatorplatten verkehrt proportional seyn. Dies zeigte sich auch wirklich. Es stellte sich aber heraus, daß die Proportionalität eine viel genauere, ja fast vollständig exacte wurde, wenn man von sämtlichen Capacitäten diejenige abzog, welche der Condensatorplatte noch nach gänzlicher Entfernung der zweiten mit der Erde verbundenen zukam, und welche wir Kürze halber die Trennungscapacität nennen wollen. Es ist dies ein Beweis, daß die Trennungscapacität nahe gleich der Elektricitätsmenge ist, die sich unter Einfluß des Potentials 1 auf den Zuleitungsdrähten, der Rückfläche und dem Rande der Condensatorplatte aufhäuft, was auch a priori nicht unwahrscheinlich ist. Da die Trennungscapacität an sich klein ist, so ist eine große Uebereinstimmung natürlich nicht nothwendig. Auf die Bestimmung der Dielektricitätsconstante wäre eine nicht vollständige Uebereinstimmung um so weniger von Einfluß, da sich dieselbe ja ohne und mit dazwischen gebrachter Isolatorschicht in gleicher Weise äußern würde. Ich bemerke hier noch, daß sich die Trennungscapacität durch Verminderung der in der Nähe der Condensatorplatten befindlichen Holz- und Metallbestandtheile noch erheblich vermindern ließe. Die Gröfse α bekommen wir also mit großer Annäherung, indem wir von der wirklichen Capacität k des Condensators die Trennungscapacität abziehen. Ganz ähnlich gestaltet sich die Theorie, wenn sich zwischen den Condensatorplatten eine dielektrische Zwischenschicht befindet, welche ebenfalls von zwei parallelen Ebenen begränzt ist, aber den Raum zwischen den Condensatorplatten, wie es bei meinen Ver-

suchen der Fall war, nicht vollständig ausfüllt. Legen wir das Coordinatensystem wie früher, so folgt aus dem Umstande, daß das Potential V sowohl in Luft, als auch im Isolator der Gleichung

$$\frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} = 0$$

genügen muß, daß $\frac{dV}{dz}$ in beiden Mitteln constant seyn muß.

Nach der Eingangs erwähnten Maxwell-Helmholtz'schen Theorie muß ferner $\frac{dV}{dz}$ in Luft D mal so groß als im Isolator seyn, wenn D die Dielektricitätsconstante desselben ist. Ist also in Luft $\frac{dV}{dz}$ gleich A , so ist es im Isolator $\frac{A}{D}$. Sey nun n die Dicke der isolirenden Schicht. Im Isolator ist $\frac{dV}{dz} = \frac{A}{D}$. Es wächst also V von der einen Begrenzungsfläche desselben bis zur anderen um $\frac{An}{D}$. Sey die Distanz der Platten wiederum gleich m , so bleibt für die Dicke der zwischen ihnen befindlichen Luftschicht der Werth $m - n$. In dieser Luftschicht wächst also V um $A(m - n)$. Der ganze Zuwachs, den V von der Condensatorfläche M bis zu N erleidet, ist also $\frac{An}{D} + A(m - n)$. Da V auf der Fläche M gleich Null, auf N aber gleich V_1 ist, so muß dieser Zuwachs gleich V_1 seyn. Es ist also $\frac{An}{D} + A(m - n) = V_1$,

$$A = \frac{V_1}{m - n + \frac{n}{D}}.$$

Die Dichte der Elektricität auf der Fläche N ist wie früher $\frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dz}$, also $\frac{1}{4\pi} A$, weil $\frac{dV}{dz}$ dort wieder gleich A ist. Die gesammte auf der Oberfläche N befindliche Elektricitätsmenge ist also

$$\frac{1}{4\pi} A Q = 4\pi \frac{Q V_1}{\left(m - n + \frac{n}{D}\right)}.$$

Dividiren wir sie durch V_1 , so bekommen wir die Elektricitätsmenge, die sich unter dem Einflusse des Potentials 1 auf der Fläche N ansammeln würde, und die wir wieder mit x bezeichnen wollen. Es ist also

$$x = \frac{Q}{4\pi \left(m - n + \frac{n}{D}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad (7).$$

Die GröÙe x ist wieder wahrscheinlich nahezu die Capacität des Condensators und wird wahrscheinlich mit weit größerer Annäherung gefunden, wenn man von der wirklichen Capacität desselben seine Trennungscapacität abzieht. Ich bemerke hier noch, daß die Trennungscapacität sich nicht merklich verändert, wenn man an die Condensatorplatte die isolirende Platte anlehnt, sobald nur die zweite mit der Erde verbundene Platte entfernt ist, was sich übrigens auch aus der Theorie ergibt. (Vergl. §. 11.) Die Trennungscapacität wurde durch Anlehn an der Hartgummiplatte II etwa um 2 bis 5 Perc. größer, eine Zahl, die übrigens (wohl durch einen geringeren Elektricitätsgehalt der Hartgummiplatte) etwas unsicher ist.

Die Formeln (6) und (7) setzen voraus, daß die Capacität x in absolutem Maafse gemessen ist. Ich habe dies niemals gethan, sondern die Capacitäten in einem ganz willkürlichen, aber für jede Versuchsreihe constanten Maafse gemessen. Um daher Formeln zu erhalten, welche auf meine Versuche passen, müssen wir die durch die Formeln (6) und (7) gegebenen Werthe von x noch mit einer gewissen Constanten F multipliciren. Dadurch gehen diese Formeln über in

$$x = \frac{Q F}{4\pi m} \quad \text{und} \quad x = \frac{Q F}{4\pi \left(m - n + \frac{n}{D}\right)}$$

Wir wollen nun den reciproken Werth λ mit λ bezeichnen, und außerdem $\frac{4\pi}{QF} = G$ setzen; dann erhalten wir

$$\lambda = Gm \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

und wenn die isolirende Schicht dazwischen ist

$$\lambda = G \left(m - n + \frac{n}{D} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9).$$

§. 7.

Prüfung der Formel (8).

Um zu constatiren, daß die gemachten Vernachlässigungen in der That erlaubt sind, war es zunächst nothwendig, die Formel (8) zu prüfen. Die Entfernung m der Condensatorplatten liefs sich absolut nicht genau messen, wohl aber liefs sich die Verschiebung der Condensatorplatten, also die Unterschiede des m bei verschiedenen Versuchen, genau bestimmen. Die Formel (8) zeigt, daß die Differenzen von λ den Differenzen der dazu gehörigen m proportional seyn müssen. Um λ zu bestimmen, wurde zuerst die Capacität des Condensators bei den verschiedenen Plattendistanzen nach Formel (4) berechnet. Zog man davon die Trennungscapacität ab, so ergab sich λ , sein reciproker Werth ist λ . Um an einem Beispiel zu zeigen, wie die letztere Formel anzuwenden ist, sowie um einen Begriff von der Uebereinstimmung der einzelnen von mir beobachteten Zahlen zu geben, lasse ich hier die vollen Details der betreffenden Beobachtungsreihe folgen, während ich bei allen folgenden Beobachtungsreihen blofs die gefundenen Werthe von λ anführen werde, da die Mittheilung jeder einzelnen Ablesung zu viel Raum erfordern würde, und sich die Berechnung der übrigen λ ohnehin in ganz analoger Weise vollzog. Die Zahlen der ersten Rubrik numeriren blofs die betreffende Ablesung und bezeichnen zugleich deren Reihenfolge. Die Zahlen der Rubrik B geben an, der wievielte Theilstrich des Gitters G (Fig. 3, Taf. VI) mit dem Fadenkreuze des Mikroskops

coïncidirte. Ihre Differenzen geben also die Differenzen der entsprechenden Plattendistanzen in Zehntelmillimetern. In Rubrik *C* ist die Zahl der Daniell'schen Elemente eingetragen, mit denen der Condensator geladen wurde. Die Zahl der Rubrik *D* giebt an, um den wievielten Scalentheil das Flammenbildchen während der Ladung des Elektrometers schwang, die der Rubrik *E* aber giebt immer die dazu gehörige Ruhelage, d. h. den Theilstrich, um den das Flammenbild $\frac{2}{3}$ Minuten nach der Entladung des Elektrometers schwang. In der Rubrik *F* sind die Differenzen der unter *D* und *E* angeführten Zahlen, also die unmittelbar abgelesenen Ausschläge des Elektrometers aufgeführt. In den beiden letzten Columnen stehen dieselben Ausschläge nach der Tabelle in §. 1 corrigirt, also die den mitgetheilten Elektricitätsmengen proportionalen Ausschläge, und zwar wurden die in der Columnne *c* eingetragenen Ausschläge erzeugt, indem zuerst der Condensator mit der Batterie geladen, dann von demselben getrennt und dauernd mit dem Elektrometer verbunden wurde; sie sind es also, die wir in §. 5 Condensatorausschläge nannten und mit *c* bezeichneten. Die in der Columnne *c* eingetragenen Ausschläge dagegen wurden durch eine directe dauernde Verbindung des Elektrometers mit der Batterie erzeugt; sie sind also die Batterieausschläge *b* des §. 5, wobei noch zu bemerken ist, daß 17 Elemente das Flammenbild weit über die Gränzen der Scala hinaus abgelenkt hätten, weshalb zuerst der von sechs hervorgebrachte Ausschlag, dann der von den nächsten sechs und endlich der vom Reste bewirkte Ausschlag bestimmt wurde. Die Summe dieser drei Ausschläge ist dann derjenige, den alle 17 Elemente gegeben hätten und der in der Rubrik *b* zwischen der 19. und 20. Beobachtung angeführt ist. Die beiden Beobachtungen 37 und 38 wurden nach Entfernung der anderen Condensatorplatte gemacht; sie dienten also zur Bestimmung der Trennungscapacität.

Man sieht, daß jede Capacität viermal beobachtet wurde, zweimal zu Anfang und zweimal zum Schlusse.

Die vier Ablesungen 1, 4, 32, 33 usw. Die große Uebereinstimmung dieser Zahlen, sowie die Regelmäßigkeit, mit der sich der durch die Batterie erzeugte Ausschlag änderte, (welche Veränderungen nicht in Beobachtungsfehlern, sondern sicher in Schwankungen der elektromotorischen Kraft begründet sind, man vergleiche die Ablesungen 2, 10, 18, 35), geben einen Begriff von der Genauigkeit, welche die Elektrometerablesungen zulassen.

A	B	C	D	E	F	c	b
1	1	6	148	359½	211½	209	
2	—	6	51½	359	307½		300½
3	1	6	147½	359	211½	208½	
4	3	6	207	359½	152½	151½	
5	3	6	207	359½	152½	151½	
6	5	6	238½	359½	120½	120	
7	5	6	238½	359½	121	120½	
8	7	6	258½	359½	100½	100½	
9	7	6	258½	359½	100½	100½	
10	—	6	52	358½	306½		300
11	9	17	111½	359½	248	244	
12	9	17	111½	359½	247½	243½	
13	13	17	162	360	198	195½	
14	13	17	162	359½	197½	195½	
15	17	17	193½	360	166½	165½	
16	17	17	193½	360	166½	165½	
17	25	17	230	360½	130½	129½	
18			52½	359½	306½		300
19	—	17	54½	359½	304½		
20			106	359½	253½		847
21	25	17	230	360½	130½	129½	
22	17	17	194	360	166	164½	
23	17	17	193½	359½	166½	165	
24	13	17	162½	360	197½	195½	
25	13	17	162½	360	197½	195½	
26	9	17	111½	359½	248	244	
27	9	17	110½	359	248½	244½	
28	7	6	258½	359½	100½	100½	
29	7	6	259	359½	100½	100½	
30	5	6	239	359½	120½	120	
31	5	6	239	359½	120½	120	
32	3	6	207½	359½	152	151	
33	3	6	207½	359½	152	151	
34	1	6	147½	358½	211½	209	
35	—	6	52	358½	306½		299½
36	1	6	147	358½	211½	209	
37	∞	17	321½	360	38½	38½	
38	∞	17	321½	360	38½	38½	

Es handelt sich jetzt darum, diese Zahlen zur Berechnung der GröÙe λ nach Formel (4) zu verwenden. Da es sich immer nur um die Verhältnisse verschiedener Capacitäten, niemals um deren absolute Werthe handelt, so kann die in dieser Formel vorkommende GröÙe E gleich 1 gesetzt werden. Dadurch erscheinen alle Capacitäten durch E dividirt; ihr Verhältniß bleibt also ungeändert. Die GröÙen b und c der Formel (4) sind die in den Columnen b und c angeführten. Da für jede untersuchte Capacität vier Werthe von c beobachtet wurden, so nahm ich immer das Mittel aller vier und substituirte es für c in die Formel; für b nahm ich die zwischen den Beobachtungen 19 und 20 stehende Zahl oder das Mittel der Beobachtungen 2, 10, 18, 35, je nachdem bei dem betreffenden Versuche 6 oder 17 Elemente angewendet wurden. Die in dieser Weise gefundenen Werthe der Capacität k des Condensators sind in der zweiten Columnne der folgenden Tabelle zusammengestellt, deren erste Columnne die dazu gehörigen Distanzen der Condensatorplatten in Millimetern enthält, wobei jedoch die Distanz der Condensatorplatten beim ersten Versuche, weil sie unbekannt ist, mit x bezeichnet wurde.

	k	$\lambda = \frac{1}{x}$	
x	2,3023	0,444	
$x + 0,2$	1,0200	1,028	2,92
$x + 0,4$	0,6693	1,609	2,91
$x + 0,6$	0,5033	2,195	2,93
$x + 0,8$	0,4066	2,786	2,96
$x + 1,2$	0,3013	3,944	2,90
$x + 1,6$	0,2428	5,126	2,95
$x + 2,4$	0,1814	7,479	2,94
∞	0,0477		

Die letzte Zahl der zweiten Columnne ist die von uns als Trennungscapacität bezeichnete. Zieht man sie von den Werthen für k ab, so erhält man die mit x bezeich-

nete Größe; deren reciproker Werth λ ist in der dritten Columnne angegeben.

Die vierte Columnne aber enthält die Differenz zweier sich folgender Werthe von λ , dividirt durch die Differenz der dazu gehörigen Distanzen der Condensatorplatten. Bedenkt man, daß diese Distanz von Versuch zu Versuch nur um wenige Zehntelmillimeter verändert wurde, daß also die geringsten Fehler in der Einstellung schon ganz bedeutend aliquote Theile der Gesamtveränderung der Distanz der Condensatorplatten sind, so muß man die Uebereinstimmung der Zahlen in der letzten Columnne als eine sehr erfreuliche bezeichnen. Die im früheren auseinandergesetzte Theorie der Berechnung der Capacität des Condensators findet also durch das Experiment ihre vollste Bestätigung, ein Beweis, daß die bei derselben gemachten Vernachlässigungen in der That erlaubt waren.

§. 8.

Numerische Berechnung der Dielektricitätsconstanten.

Nachdem dies constatirt war, konnte ich zur Untersuchung des Verhaltens der isolirenden Zwischenschichten übergehen. Nach der auseinandergesetzten Theorie soll die Capacität des Condensators nicht von der Lage der isolirenden Schicht zwischen den Condensatorplatten abhängen.

Ich prüfte dies mit einer dazwischen gebrachten Hartgummiplatte. Bei unveränderter Distanz der Condensatorplatten bewirkte ich durch kleine lose dazwischen gesteckte Siegellackstückchen, daß die Hartgummiplatte bald an der einen, bald an der anderen Condensatorplatte anlag, bald auch sich ungefähr in der Mitte zwischen beiden befand. Der Condensator wurde bei jeder Stellung der Hartgummischicht genau mit derselben Batterie geladen und dann dauernd mit dem Elektrometer verbunden. Bei einer Versuchsreihe, wobei die Distanz der Condensatorplatte etwa $1\frac{1}{2}$ mal so groß, als die Dicke der isolirenden war, erhielt ich hierbei folgende Ausschläge:

Hartgummi in der Mitte	265, 264 $\frac{1}{2}$,
„ an der Condensatorplatte <i>M</i>	265, 264,
„ „ „ „	<i>N</i> 264 $\frac{3}{4}$, 264 $\frac{1}{2}$.

Bei einer anderen Versuchsreihe, wobei die Distanz der Condensatorplatten reichlich gleich der doppelten Dicke der Hartgummiplatte war, ergaben sich folgende Ausschläge:

Hartgummi in der Mitte . .	202 $\frac{3}{4}$, 202 $\frac{3}{4}$,
„ an der Platte <i>M</i> .	203 $\frac{1}{4}$, 202 $\frac{3}{4}$,
„ „ „ „ <i>N</i> .	203 $\frac{1}{4}$, 202 $\frac{3}{4}$.

Der überall beigefügte zweite Ausschlag wurde bei der Wiederholung der Versuchsreihe in der entgegengesetzten Reihenfolge erhalten. Die Uebereinstimmung aller dieser Ausschläge ist so groß, daß ich dadurch für bewiesen halte, daß die Stellung der isolirenden Platte keinen Einfluß auf die Capacität hat und dies auch in den übrigen Isolatoren nicht weiter prüfte. Um noch zu prüfen, ob der hervorragende Rand der Isolatorplatten keine Störung hervorruft, stellte ich die Hartgummiplatte so, daß auf der einen Seite der Rand fast gar nicht über den Rand der Condensatorplatten hervorragt, was ich die Stellung *B* nennen will, während derselbe sonst immer auf beiden Seiten nahe gleich viel hervorragte (Stellung. *A*). Ich erhielt, wenn die Distanz der Condensatorplatten nicht viel größer war, als die Dicke der Hartgummiplatte, folgende Ausschläge:

Stellung <i>A</i> . .	334 $\frac{3}{4}$, 334 $\frac{1}{4}$,
„ <i>B</i> . .	334 $\frac{1}{4}$, 334 $\frac{1}{4}$,
„ <i>C</i> . .	332 $\frac{3}{4}$, 332 $\frac{1}{4}$.

wenn sie etwa $1\frac{1}{2}$ mal so groß als die Dicke des Hartgummi war

Stellung <i>A</i> . .	264 $\frac{1}{2}$, 264 $\frac{1}{2}$,
„ <i>B</i> . .	264 $\frac{1}{2}$, 263.

Bei Stellung *C* ragten die Condensatorplatten auf einer Seite schon ein wenig über die Hartgummiplatte hervor; dann erst trat also eine Verminderung der Capacität ein.

Um auch noch die Formel (9) zu prüfen, wurde die Capacität des Condensators bei verschiedenen Distanzen der Condensatorplatten, theils wenn, theils ohne daß die isolirende Schicht dazwischen war, geprüft. Die Differenzen von λ müssen dann wieder den Differenzen der Entfernungen der Condensatorplatten proportional seyn. Da sich dies bei Hartgummi und Paraffin wirklich zeigte, so habe ich es bei den übrigen Substanzen nicht weiter geprüft. Ich untersuchte 3 Hartgummi-, 2 Paraffin-, 2 Schwefel- und 2 Colophoniumplatten. Mit jeder Platte wurden zwei oder drei Beobachtungsreihen gemacht, deren Resultat in den folgenden Tabellen zusammengestellt ist. Jeder Platte ist auch ihre mittlere Dicke (n) in Millimetern beigelegt. Die Dicke der Paraffin-, Colophonium- und Schwefelplatten maß ich mit dem Condensator selbst; ich zerschnitt denjenigen Theil, der sich zwischen den Condensatorplatten befunden hatte, in 32 gleich große Quadrate. Jedes derselben wurde zwischen die Knöpfe *E* und *F* des Condensators (Fig. 3, Taf. VI) gebracht, welche dann durch die Kautschuckschnüre *K* und *L* sanft aneinandergedrückt wurden. Das zu messende Stück war dabei sehr leicht beweglich, damit es sich nicht schief zwischen die Messingknöpfe stelle.

Nun wurde der Theilstrich des Gitters *G* bestimmt, auf den das Mikroskop visirte; Bruchstücke von Theilstrichen wurden in bekannter Weise mit einer Trommel bestimmt. Hierauf wurde das Stück der isolirenden Substanz zwischen den Messingknöpfen herausgenommen und dieselben unmittelbar aneinandergedrückt. Die Differenz der Ablesungen im Mikroskope in beiden Fällen gab die Dicke des gemessenen Stückes, und zwar bei Anwendung einiger Vorsicht mit großer Genauigkeit. Es wäre auch ganz ohne schädlichen Einfluß gewesen, wenn die Striche des Gitters *G* (deren Aequidistanz geprüft wurde) sich nicht genau im Abstände von $\frac{1}{10}$ Mm. befunden hätten, da es ja bloß darauf ankam, die Verschiebung der Condensatorplatten im selben Maasse, wie die Dicke der isoliren-

den Platten zu messen. Ich maß auf diese Weise die Dicke aller isolirenden Platten an 32 Stellen und nahm aus allen diesen Messungen das Mittel. Die Dicke der Hartgummiplatten, die ich nicht zerschneiden wollte, maß ich später durch einen aufgestützten Hebel mit Spiegelablesung und reducirte sie hernach auf dasselbe Maas, wobei jedoch vielleicht nicht ganz dieselbe Genauigkeit erzielt wurde. Ich lasse nun die Tabellen folgen. Die erste Columne derselben enthält wieder die Distanzen der Condensatorplatten in Millimetern, wobei wieder die kleinste, die übrigens für die verschiedenen Versuchsreihen verschieden war, mit x bezeichnet wurde. Die mit λ überschriebene Columne enthält die dazu gehörigen Werthe von $\lambda = \frac{1}{x}$, die Columne δ aber enthält die Differenzen zweier sich folgender Werthe von λ gebrochen durch die Differenz der entsprechenden Distanzen der Condensatorplatten.

Ein dem x beigefügter Stern zeigt an, daß bei dem Versuche die Isolatorplatte sich zwischen den Condensatorplatten befand. Sonst war zwischen denselben nur Luft. Wie bei der im vorigen Paragraph mitgetheilten Versuchsreihe ward jede Capacität zweimal zu Anfang und zweimal zum Schluß gemessen und aus allen vier Messungen das Mittel genommen.

Hartgummiplatte I, $n = 1,0824$ Mm.

	Versuchsreihe 1		Versuchsreihe 2		Versuchsreihe 3	
	λ	δ	λ	δ	λ	δ
x	0,634		0,577		0,575	
$x + 0,7$	2,353	2,456	2,309	2,474	2,309	2,477
$x + 1,4$	4,067	2,449	4,056	2,496	4,066	2,510
$*x + 1,4$	2,259		2,207		2,208	
$*x + 2,1$	3,969	2,443	3,951	2,491	3,962	2,506
$*x + 2,8$	5,704	2,479	5,699	2,497	5,708	2,494
	$G = 2,455$		$G = 2,484$		$G = 2,491$	
	$D = \begin{cases} 3,14 \\ 3,17 \\ 3,12 \end{cases}$		$D = \begin{cases} 3,19 \\ 3,17 \\ 3,14 \end{cases}$		$D = \begin{cases} 3,20 \\ 3,16 \\ 3,15 \end{cases}$	

D im Mittel gleich 3,17

Hartgummiplatte II, $n = 1,5851$ Mm.

	Versuchsreihe 1		Versuchsreihe 2	
	λ	δ	λ	δ
x	0,855		1,183	
$x + 0,7$	2,590	2,479	2,944	2,516
$x + 1,4$	4,338	2,497	4,728	2,548
$*x + 1,4$	1,668		2,008	
$*x + 2,1$	3,390	2,460	3,760	2,503
$*x + 2,8$	5,110	2,457	5,528	2,526
	$G = 2,479$		$G = 2,479$	
	$D = \begin{cases} 3,09 \\ 3,12 \\ 3,16 \end{cases}$		$D = \begin{cases} 3,10 \\ 3,13 \\ 3,13 \end{cases}$	

D im Mittel gleich 3,11

Hartgummiplatte III, $n = 3,6294$ Mm.

	Versuchsreihe 1		Versuchsreihe 2	
	λ	δ	λ	δ
x	1,451		1,439	
$x + 0,7$	3,508	2,939	3,494	2,936
$x + 2,1$	7,661	2,966	7,618	2,948
$x + 3,5$	11,932	3,051	11,901	3,057
$*x + 3,5$	4,428		4,389	
$*x + 4,9$	8,416	2,848	8,383	2,853
	$G = 2,955$		$G = 2,950$	
	$D = \left\{ \begin{array}{l} 3,19 \\ 3,34 \end{array} \right.$		$D = \left\{ \begin{array}{l} 3,21 \\ 3,35 \end{array} \right.$	
	D im Mittel gleich 3,20			

Paraffinplatte I, $n = 1,6947$ Mm.

	Versuchsreihe 1		Versuchsreihe 2		Versuchsreihe 3	
	λ	δ	λ	δ	λ	δ
x	1,157		1,145		1,153	
$x + 0,9$	3,715	2,842	3,702	2,841	3,725	2,858
$x + 1,8$	6,268	2,837	6,282	2,866	6,309	2,871
$*x + 1,8$	3,575		3,560		3,581	
$*x + 2,7$	0,162	2,874	6,164	2,893	6,173	2,880
	$G = 2,845$		$G = 2,856$		$G = 2,865$	
	$D = \left\{ \begin{array}{l} 2,28 \\ 2,25 \end{array} \right.$		$D = \left\{ \begin{array}{l} 2,59 \\ 2,25 \end{array} \right.$		$D = \left\{ \begin{array}{l} 2,28 \\ 2,27 \end{array} \right.$	
	D im Mittel gleich 2,28					

Paraffinplatte II, $n = 2,3276$ Mm.

	Versuchsreihe 1		Versuchsreihe 2	
	λ	δ	λ	δ
x	0,747		0,748	
$x + 0,8$	3,048	2,876	3,051	2,879
$x + 1,6$	5,312	2,830	5,324	2,841
$x + 2,4$	7,655	2,929	7,656	2,915
$*x + 2,4$	3,808		3,816	
$*x + 3,0$	5,519	2,860	5,502	2,810
	$G = 2,870$		$G = 2,869$	
	$D = \left\{ \begin{array}{l} 2,34 \\ 2,35 \end{array} \right.$		$D = \left\{ \begin{array}{l} 2,33 \\ 2,36 \end{array} \right.$	
	D im Mittel gleich 2,34			

Schwefelplatte I, $n = 1,4204$.

	Versuchsreihe 1		Versuchsreihe 2	
	λ	δ	λ	δ
x	0,367		0,593	
$x + 0,9$	3,480	3,459	3,750	4,506
$x + 1,8$	6,575	3,439	6,880	3,478
$*x + 1,8$	2,944		3,221	
	$G = 3,452$		$G = 3,497$	
	$D = 3,87$		$D = 3,83$	
	D im Mittel gleich 3,85			

Schwefelplatte II, $n = 2,5594$ Mm.

	Versuchsreihe 1		Versuchsreihe 2	
	λ	δ	λ	δ
x	1,073	3,446	1,023	3,463
$x + 0,7$	3,485		3,447	3,503
$x + 2,1$	8,380	3,496	8,351	
$*x + 3,0$	4,909		4,882	
	$G = 3,463$		$G = 3,476$	
	$D = 3,84$		$D = 3,82$	
	D im Mittel gleich 3,8			

Colophoniumplatte I, $n = 1,57,70$ Mm.

Versuchsreihe 1			Versuchsreihe 2		
	λ	δ		λ	δ
x	0,651	3,459	x	0,644	3,463
$x + 0,7$	3,072		$x + 0,7$	3,068	
$x + 2,1$	7,905	3,452	$x + 2,1$	7,895	3,448
$*x + 2,0$	4,226		$*x + 1,8$	3,545	
	$G = 3,457$			$G = 3,458$	
	$D = 2,58$			$D = 2,56$	
D im Mittel gleich 2,57					

Colophoniumplatte II, $n = 2,5466$ Mm.

	Versuchsreihe 1		Versuchsreihe 2		Versuchsreihe 3	
	λ	δ	λ	δ	λ	δ
x	2,272		2,279		2,308	
$x = 0,7$	3,704	3,474	4,713	3,477	4,731	3,469
$x = 2,1$	9,626	3,516	9,625	3,508	9,614	3,487
$*x = 3,0$	7,372		7,357		7,358	
	$G = 3,488$		$G = 3,487$		$G = 3,475$	
	$D = 2,52$		$D = 2,54$		$D = 2,54$	

 D im Mittel gleich 2,53

Die Constanz der Zahlen in der Columnne δ ist eine Bestätigung der Formel (9). (Diese Zahlen sollen nur für je eine Versuchsreihe constant seyn; daß sie von einer Versuchsreihe zur anderen variiren, erklärt sich daraus, daß sich die Distanz der Platten des kleinen dauernd mit dem Elektrometer verbundenen Condensators und auch die Elektrisirung des letzteren von einer Versuchsreihe zur anderen etwas veränderte.) Nur bei der Hartgummiplatte III ist die Constanz minder befriedigend, weil wegen der Dicke dieser Hartgummiplatte die Distanz der Condensatorplatten so sehr vergrößert werden mußte, daß dieselbe nicht mehr als sehr klein angenommen werden kann, wie es unsere Formeln voraussetzen. Aber auch hier sind die Abweichungen nicht sehr groß. Aus den Zahlen der obigen Tabellen ist jetzt nach Formel (9) die Dielektricitätsconstante zu berechnen. Zunächst brauchen wir da für jede Versuchsreihe die Kenntniß der Constanten G . Sey λ_1 der reciproke Werth der Größe x bei der Distanz m_1 der Condensatorplatten, ebenso λ_2 derselbe bei der Distanz m_2 , ohne daß eine dielektrische Zwischenschicht sich zwischen denselben befindet, so folgt aus For-

mel (8): $Gm_1 = \lambda_1$, $Gm_2 = \lambda_2$, daher $G = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{m_2 - m_1}$; die in der Columnne δ stehenden Zahlen sind also geradezu die Werthe der Constanten G . Ich nahm da für jede Versuchsreihe den Mittelwerth aus allen Zahlen δ , wobei ich jedoch aus leicht begreiflichen Gründen den bei kleineren Distanzen gemessenen Werthen ein größeres Gewicht beilegte. Jeder vorhergehenden Zahl gab ich das doppelte Gewicht wie der nachfolgenden. Bei jeder Versuchsreihe habe ich den Werth beigefügt, den ich für dieselbe dem G beilegte. Uebrigens stimmen die Zahlen der Columnnen δ ohnedies so gut unter einander überein, daß es auf das Resultat ohne wesentlichen Einfluß ist, auf welche Art man das Mittel nimmt. Ist einmal G bestimmt, so ergibt sich D aus Formel (9). Bezeichnen wir den reciproken Werth von x , wenn die isolirende Schicht von der Dicke n dazwischen ist, mit λ_3 , die dazu gehörige Distanz der Condensatorplatten mit m_3 , so ist nach dieser Formel

$$\lambda_3 = G \left(m_3 - n + \frac{n}{D} \right).$$

Da der absolute Werth von m_3 nicht bekannt ist, so wollen wir davon die Gleichung $\lambda_1 = Gm_1$ subtrahiren, wobei m_1 die kleinste Distanz seyn soll, welche die Condensatorplatten hatten, während bloß Luft dazwischen war. Wir erhalten

$$\lambda_3 - \lambda_1 = G \left(m_3 - m_1 - n + \frac{n}{D} \right),$$

und daraus

$$D = \frac{n}{\frac{\lambda_3 - \lambda_1}{G} - m_3 + m_1 + n}. \quad . \quad . \quad (10).$$

Nach dieser Formel wurden die Werthe von D berechnet, welche in den vorhergehenden Tabellen jeder Beobachtungsreihe beigefügt sind. Wo bei dazwischen befindlicher Isolatorschicht die Capacität des Condensators bei mehreren Plattendistanzen gemessen wurde, sind auch mehrere Werthe von D angegeben, und zwar bezieht sich der erste immer auf die kleinste, die folgenden auf die größte

ren Plattendistanzen. Der erste dürfte also der genaueste seyn.

Bei der ersten Versuchsreihe, die mit der Hartgummiplatte I angestellt wurde, wurde z. B. die Capacität des Condensators mit dazwischen befindlicher Hartgummiplatte bei drei verschiedenen Plattendistanzen gemessen. Dabei ergaben sich für λ_3 die Werthe 2,259, 3,969, 5,704. Die dazu gehörigen Plattendistanzen, also die Werthe von m_3 sind $x_1 + 1,4$, $x + 2,1$, $x + 2,8$. Nehmen wir den ersten Werth von λ_3 , so haben wir also

$$\lambda_3 = 2,259, m_3 = x + 1,4.$$

Für dieselbe Versuchsreihe ist die kleinste Plattendistanz, also m_1 gleich x ; dazu gehört $\lambda_1 = 0,634$; G aber ist gleich 2,455; n gleich 1,0824. Diese Werthe in die Formel (10) substituirt, geben:

$$D = \frac{1,0824}{\frac{2,259 - 0,634}{2,455} - 1,4 + 1,0824} = 3,14.$$

Ein Blick auf die jedesmal am Schlusse der vorhergehenden Tabellen angegebenen Werthe der Dielektricitätsconstanten D zeigt, daß sowohl die aus den verschiedenen mit einer und derselben Platte angestellten Versuchsreihen als auch die für die verschiedenen Platten aus derselben Substanz gefundenen Werthe derselben in sehr erfreulicher Weise übereinstimmen. Nur für die letzten Werthe des D bei der Hartgummiplatte III gilt dies weniger. Da der Grund hiervon ohne Zweifel in der zu großen Distanz der Condensatorplatten zu suchen ist, so wurden diese Werthe beim Nehmen des Mittels ganz verworfen. Bei den anderen Versuchsreihen, aus denen sich mehrere Werthe von D ergaben, habe ich wieder dem vorhergehenden immer das doppelte Gewicht wie dem nachfolgenden beigelegt.

Ich erwähne hier noch eines Versuchs, wobei ich gleichzeitig die Hartgummiplatte II und die Schwefelplatte I zwischen die Condensatorplatten brachte. Bezeichnen wir die Distanz der letzteren hierbei mit m_4 , den Werth von

$\frac{1}{x}$ mit λ_4 , Dicke und Dielektricitätsconstante für die Hartgummiplatte mit n_1 und D_1 , für die Schwefelplatte mit n_2 und D_2 , so findet man leicht aus der früher auseinander gesetzten Theorie

$$\lambda_4 = G \left(m_4 - n_1 - n_2 + \frac{n_1}{D_1} + \frac{n_2}{D_2} \right).$$

Um G zu finden, wurde gleichzeitig, während bloß Luft zwischen den Condensatorplatten war, die Capacität bei den Distanzen x , $x+0,7$, $x+2,1$ gemessen, für welche sich ergab: λ gleich 1,980, 4,448, 9,483. Bestimmt man hieraus genau wie früher G , so erhält man

$$G = 3,549, \quad x = 0,5579 \text{ Mm.}$$

Die Distanz m_4 der Condensatorplatten, während sich beide Isolatorschichten dazwischen befanden, war $x+3 = 3,5579$ Mm. Ferner fanden wir früher für jene beiden Isolatorplatten

$$n_1 = 1,5851, \quad D_1 = 3,11, \quad n_2 = 1,4205, \quad D_2 = 3,85.$$

Die Substitution dieser Werthe in die obige Formel liefert $\lambda_4 = 5,078$, während das Experiment ergab $\lambda = 5,092$.

Die Uebereinstimmung dieser beiden Werthe zeigt, daß sich auch die Capacität des Condensators, wenn gleichzeitig mehrere isolirende Schichten eingeschoben sind, ganz so verhält, wie es die Theorie fordert.

Da das Paraffin, aus dem die Paraffinplatten I und II gegossen waren, aus verschiedener Quelle stammte (die Platte I hatte einen merklichen Geruch), so glaube ich, daß die Verschiedenheit der für dieselben gefundenen Dielektricitätsconstanten in einer Verschiedenheit des Materials ihren Grund hat. Um den Einfluß der Zusammensetzung aus flüchtigeren und weniger flüchtigen Bestandtheilen zu prüfen, goß ich aus dem Materiale der Platte II eine dritte Platte, nachdem ich es zuvor während längerer Zeit so stark erhitzt hatte, daß seine Dämpfe Papier bräunten. Diese dritte Platte, welche überdies bis zu ihrer Untersuchung sorgfältig vor der Berührung mit Wasserdampf bewahrt wurde, zeigte die Dielektricitätsconstante

2,31, verhält sich also durchaus nicht anders als die Platte II.

§. 9.

Versuche mit dem Quecksilbercondensator.

Bei allen bisher beschriebenen Versuchen befand sich zwischen den Condensatorplatten außer der Schicht, deren Dielektricitätsconstante bestimmt werden sollte, auch noch eine Luftschicht. Obwohl nun die große Uebereinstimmung aller Versuchsergebnisse mit der Theorie kaum einen Zweifel über die Zulässigkeit der Voraussetzungen zulässt, welche ich machte, um den schädlichen Einfluss dieser Luftschicht zu eliminieren, so wünschte ich doch auch Versuche zu machen, wobei die dielektrische Schicht ganz allein zwischen den Condensatorplatten war. Ein Andrücken der vergoldeten Messingplatten an die dielektrische Schicht genügte da keineswegs, weil dadurch nicht alle Luft entfernt werden konnte, und auch die Distanz der Condensatorplatten hierdurch unbestimmbar wurde.

Auch ein Einschmelzen der isolirenden Substanz zwischen die Condensatorplatten schien mir keine genügende Garantie für die Unveränderlichkeit der Distanz der Condensatorplatten vor und nach dem Einschmelzen zu geben. Ich ersann daher eine andere Methode. Ich verschaffte mir einen Papierstreifen, dessen Breite gleich der Dicke der vergoldeten Condensatorplatten und dessen Länge (natürlich abgesehen von den über einander geklebten Enden) genau gleich der Peripherie der Condensatorplatten war. Die beiden Enden dieses Papierstreifens wurden aufeinander geklebt, so daß derselbe geometrisch vollkommen congruent mit der cylindrischen Mantelfläche der Condensatorplatte war. Dieser Papierstreifen wurde auf eine Hartgummiplatte geklebt, welche bloß als Träger fungirte und genau horizontal auf drei hohen Siegellackstangen stand. Der Raum innerhalb des Papierstreifens wurde nun ganz voll mit Quecksilber gegossen; die ganze Masse dieses Quecksilbers nahm also nahezu dieselbe Gestalt,

wie die Condensatorplatte an. Auf die zu untersuchende Isolatorplatte wurde nun ein vollkommen gleich beschaffener Papierring geklebt und dieselbe wurde mit jener Seite, auf der sich der Papierring nicht befand, auf das Niveau des Quecksilbers so aufgelegt, daß keine Luftblasen zwischen ihr und dem Quecksilber blieben. Schließlich wurde in den auf die Isolatorplatte aufgeklebten Papierring, der sich also ganz oben befand, ebenfalls Quecksilber gegossen, so daß sich die Isolatorplatte zwischen zwei horizontalen Quecksilberplatten befand, welche möglichst die Gestalt der Platten des Kohlrausch'schen Condensators hatten. Die Beobachtung wurde etwas unsicher dadurch, daß sich das Quecksilber, wenn es rein war, durch Capillarität am Rande nicht ganz an die Isolatorplatte anlegte; war es aber unrein, so blieb es stellenweise auch noch außerhalb des Papierrandes an der Isolatorplatte haften. Auch war es nicht ganz leicht, die Isolatorplatte so auf das Quecksilber aufzusetzen, daß sich die obere Quecksilberscheibe genau vertikal über der unteren befand. Doch konnten bei großer Sorgfalt die aus allen diesen Ursachen stammenden Fehler auf ein Minimum reducirt werden. Vielleicht gelänge dies noch besser, wenn man die isolirende Schicht zu beiden Seiten mit kreisförmigen Scheiben von Staniol oder Platinfolie bekleiden würde und diese erst in das Quecksilber tauchen liesse. Uebrigens wurden bei jeder Versuchsreihe die Isolatorscheiben etwas hin- und hergerückt und dann ihre Capacität nochmals mehrere Male bestimmt, oder sie wurden ganz neu aufgesetzt und wieder auf ihre Capacität untersucht.

Die Capacität des Quecksilbercondensators wurde ganz so, wie die des Kohlrausch'schen gemessen. Die eine Quecksilberplatte wurde dauernd mit der Erde verbunden, die andere aber zuerst mit der Batterie geladen, dann von derselben getrennt und mit dem Elektrometer verbunden. Aus dem Ausschlage desselben und dem Batterieausschlage wurde die Capacität k des Quecksilbercondensators bestimmt. Um aus dieser Capacität die Dielektricitätscon-

stante berechnen zu können, müßte auch noch die Capacität bei derselben Plattendistanz bekannt seyn, wenn sich zwischen denselben nur Luft befindet. Diese Capacität konnte natürlich an den Quecksilberplatten nicht direct gemessen werden. Um sie zu berechnen, untersuchte ich vielmehr zuvor und darnach die Capacität k des Kohlrausch'schen Condensators bei mehreren Plattendistanzen, während bloß Luft zwischen den Platten war. Daraus konnte zunächst ganz wie früher die Constante G und aus ihr die Capacität k'' bestimmt werden, welche der Kohlrausch'sche Condensator gehabt hatte, wenn die Distanz der Condensatorplatten genau gleich der Dicke der isolirenden Schicht gewesen wäre. In dieser Distanz befanden sich nämlich die beiden Quecksilberplatten, und da ihre Gestalt dieselbe, wie die der Kohlrausch'schen Condensatorplatte war, so kann man annehmen, daß ihre Capacität ebenfalls gleich k'' gewesen wäre, wenn sich zwischen denselben ohne Veränderung ihrer Gestalt und Distanz Luft befunden hätte. Die von den Zuleitungsdrähten und dem Rande bewirkte Störung eliminirte ich ganz wie früher, indem ich von den Capacitäten k , k' und k'' die Capacität abzog, welche der einen Condensatorplatte nach Entfernung der anderen mit der Erde verbundenen zukam. Die nach dieser Subtraction sich ergebenden Werthe α , α' und α'' wurden als corrigirte Capacitäten bei Berechnung der Dielektricitätsconstante verwendet. Dabei zeigte es sich, daß nach Entfernung der mit der Erde verbundenen Platte die Quecksilberplatte eine bedeutend kleinere Capacität hatte, als die Metallplatte des Kohlrausch'schen Condensators. Die Capacität der ersteren war 0,036, die der letzteren 0,059. Es mußte da natürlich von den an jedem Condensator beobachteten Capacitäten die diesem Condensator entsprechende Trennungscapacität abgezogen werden. Es wäre dies vermieden worden, wenn der Kohlrausch'sche Condensator weniger Holzbestandtheile gehabt hätte; denn sie allein vermehrten seine Trennungscapacität so bedeutend. In der folgen-

den Tabelle sind immer die reciproken Werthe von κ , κ' und κ'' angegeben, welche wir λ , λ' und λ'' nennen wollen.

Die Dielektricitätsconstante D ist das Verhältniß der Capacitäten des Condensators, wenn sich einmal Luft, das andere Mal die isolirende Substanz zwischen den Platten desselben befindet. Es ist also

$$D = \frac{\kappa}{\kappa''} = \frac{\lambda''}{\lambda}.$$

Ich untersuchte zwischen den Quecksilberplatten nur zwei Substanzen, nämlich Hartgummi und Paraffin. Die befriedigende Uebereinstimmung, die sich bei diesen beiden ergab, ließ mir eine Untersuchung der übrigen nicht nothwendig erscheinen, die ich wegen ihrer großen Gebrechlichkeit nicht zu vielen Gefahren aussetzen wollte, damit sie nicht vor der Dickenbestimmung zerbrächen. Schwefel wäre zudem vom Quecksilber angegriffen worden. Die sechs letzten Columnen der folgenden Tabelle geben die Resultate der sechs mit Hartgummi und Paraffin angestellten Versuchsreihen.

Bei der ersten, zweiten und fünften Versuchsreihe wurde nur eine Isolatorplatte der Untersuchung unterzogen; bei den übrigen aber wurden mehrere Isolatorplatten nach einander untersucht und vor und nach ihrer Untersuchung für alle gemeinsam die Capacität des Kohlrausch'schen Condensators für mehrere Plattendistanzen geprüft. Die drei ersten Zahlen der sechs letzten Columnen der folgenden Tabelle geben die reciproken Werthe von κ für den Kohlrausch'schen Condensator, während sich zwischen den Platten desselben Luft befand. (In der ersten Columnen sind die dazu gehörigen Distanzen der Condensatorplatten angegeben.) Die vierte Zahl der sechs Columnen giebt die daraus berechneten Werthe von G . Dann folgen die für den Quecksilbercondensator gefundenen Werthe von λ und die daraus berechneten Werthe der Dielektricitätsconstante D . Unmittelbar über den betreffenden Werthen von λ und D ist immer die Isolatorplatte angegeben, auf die sie sich beziehen, und zwar sind die

drei Hartgummiplatten I, II und III durch die Symbole H I, H II und H III, die beiden Paraffinplatten aber mit P I und P II bezeichnet. Wenn bei einer Versuchsreihe eine Isolatorplatte mehrere Male auf das Quecksilber aufgesetzt wurde, ist in der Tabelle der nach jedem Aufsetzen gefundene Werth von λ besonders angegeben. Bei der Berechnung von D wurde aus allen diesen Werthen das Mittel genommen.

x	0,980	0,540	0,483	0,540	0,545	0,499
$x + 0,7$	2,729	2,254	2,136	2,264	3,304	2,157
$x + 1,4$	4,497	—	3,786	—	4,055	—
G	2,508	2,449	2,360	2,463	2,508	2,369
λ	H II 1,312 1,305 1,318	H III 2,704 2,740	H I 0,8535 0,8293	H I 0,8714 0,8551	P I 1,835 1,850 1,844	P I 1,735
D	3,03	3,26	3,04	3,09	2,30	2,31
λ	—	—	H II 1,196	H II 1,243	—	P II 2,359
D	—	—	3,13	3,14	—	2,33
λ	—	—	H III 2,666	H III 2,761	—	—
D	—	—	3,21	3,24	—	—

§. 10.

Versuche bei momentaner Ladung des Condensators.

Bei den früheren Versuchen wurde der Condensator während längerer Zeit mit der Batterie geladen, dann von derselben getrennt und dauernd mit dem Elektrometer verbunden. Der dadurch hervorgerufene Ausschlag hing nicht merklich von der Ladungsdauer ab und blieb auch (abgesehen von einer sehr kleinen Zunahme, von deren wahrscheinlichem Grunde früher die Rede war und die

ganz in derselben Weise eintrat, wenn Luft sich zwischen den Condensatorplatten befand) constant, wenn man den Condensator beliebig lang mit dem Elektrometer in Verbindung liefs. Es ist dies ein Beweis, dafs die dielektrische Polarisirung durch längere Zeit hindurch unverändert bleibt. Um auch noch zu prüfen, ob nicht diese dielektrische Polarisirung etwa eine mefsbare Zeit braucht, um sich herzustellen, stellte ich auch Versuche an, bei denen der Condensator mittelst der am Schlusse des §. 4 beschriebenen Vorrichtung nur sehr kurze Zeit geladen blieb. Ich stellte nach dieser Methode keine vollständigen Versuchsreihen an, aus denen sich die Dielektricitätsconstante direct hätte berechnen lassen, sondern ich hielt es für zweckmässiger, die Capacität des Condensators, während sich die isolirende Schicht dazwischen befand, ohne das mindeste daran zu verändern, bald bei dauernder, bald bei momentaner Ladung zu messen. Ergab sich seine Capacität in beiden Fällen gleich, so konnte dies als Beweis angesehen werden, dafs die dielektrische Polarisirung in beiden Fällen dieselbe war, dafs sie also nur verschwindende Zeit zu ihrer Herstellung braucht. Ich mafs zur Controle zuerst die Capacität des Condensators nach beiden Methoden einige Male, während sich Luft zwischen den Platten desselben befand. Dann erst brachte ich die isolirende Schicht zwischen die Condensatorplatten und mafs nun abermals die Capacität nach beiden Methoden. Da hier die Methode der Beobachtung und Berechnung eine etwas andere als bei den früheren Versuchen ist, so will ich mich etwas weiter in die Beschreibung der Details einlassen. Die Versuche wurden sämmtlich mit 18 Daniell'schen Elementen gemacht. Der nach der zweiten Tabelle in §. 1 corrigirte Ausschlag b , den alle 18 Elemente bei dauernder Verbindung mit dem Elektrometer hervorbrachten, war im Mittel 970,4 Scalentheile; der ebenso corrigirte Ausschlag β , den dieselben Elemente bei momentaner Verbindung hervorbrachten, aber war 836,5 Scalentheile. (Es wurde da wieder immer der von

je sechs Elementen bewirkte Ausschlag einzeln bestimmt, und alle drei so erhaltenen Ausschläge addirt.) Es war also

$$\frac{\beta}{b} = 0,862.$$

Die Capacität des Condensators wurde zuerst, während sich bloß Luft zwischen den Condensatorplatten befand, bei drei verschiedenen Distanzen derselben und dann noch dreimal gemessen, wobei sich das erste Mal die Hartgummiplatte II, das zweite Mal die Schwefelplatte I, das dritte Mal die Colophoniumplatte I zwischen den Condensatorplatten befand. Die beiden Paraffinplatten hatte ich leider, als ich diese Versuche machte, bereits zerschnitten, was ich nachträglich bedauerte, da sich bei Versuchen mit größeren Elektrizitätsmengen, welche ich in einer späteren Abhandlung beschreiben werde, gerade bei Paraffin eine bedeutende Zunahme der dielektrischen Polarisation mit der Zeit der Einwirkung zeigte. Die in der folgenden Tabelle in einer Horizontalreihe stehenden Zahlen beziehen sich auf eine und dieselbe Distanz der Condensatorplatten und Zwischenschicht, und zwar steht unter der Rubrik *c* der corrigirte Ausschlag, den das Elektrometer zeigte, nachdem der Condensator zuerst dauernd mit der Batterie geladen, dann davon getrennt und dauernd mit dem Elektrometer verbunden wurde; in der Rubrik *γ* steht der bei momentaner Ladung und Entladung erfolgte corrigirte Ausschlag. In der Rubrik *k* steht die aus den Ausschlägen der Columnne *b* in der bisher immer angewandten Weise berechnete Capacität des Condensators. Die in der Rubrik *k'* angeführten Capacitäten aber sind nach Formel (5) aus den Batterieauschlägen *b* und *β* und dem Condensatorausschlage *γ* berechnet; *E* ist dabei wieder gleich eins gesetzt. In der ersten Rubrik ist die Substanz angegeben, die sich zwischen den Condensatorplatten befand.

	c	γ	k	k'
Luft	335,0	317,0	0,5307	0,5260
Luft	274,8	262,2	0,3972	0,3942
Luft	198,3	191,8	0,2578	0,2565
Hartgummi	336,1	317,6	0,5330	0,5276
Schwefel	302,7	288,4	0,4548	0,4524
Colophonium	246,0	236,9	0,3409	0,3402

In der Rubrik k steht die bei dauernder Ladung bestimmte Capacität; die in der Rubrik k' jedesmal daneben stehende Capacität hingegen wurde bei momentaner Ladung bestimmt, ohne daß sonst am Condensator irgend etwas verändert wurde. Dieselbe weicht nie um mehr als 1 Perc. von der bei dauernder Ladung bestimmten ab. Auffallend ist dabei allerdings, daß die bei dauernder Ladung bestimmten Capacitäten durchgehends ein wenig größer sind, als die bei momentaner Ladung gefundenen. Da dies jedoch auch bei den Versuchen, wo nur Luft zwischen den Condensatorplatten war, ganz in derselben Weise eintrat, so kann die Ursache dieser kleinen Abweichung nicht in einer Verschiedenheit der dielektrischen Polarisation bei momentaner und dauernder Ladung liegen. Ich glaube auch nicht, daß die kleinen Differenzen der Zahlen der beiden Columnen k und k' dem störendem Einflusse der ladenden und entladenden Zugvorrichtungen zuzuschreiben sind. Die Capacität des zum Condensator führenden Drahtes betrug 0,007; wenn die Kupferdrähte, welche gehoben und gesenkt wurden, mit 12 Daniell'schen Elementen geladen wurden, so brachten sie bei ihrer Bewegung, bevor sie noch den zum Elektrometer führenden Draht berührten, durch Vertheilung einen kleinen Ausschlag desselben hervor. Derselbe betrug für den einen Draht etwa $\frac{1}{4}$, für den andern etwa $\frac{1}{4}$ Theilstriche in den

extremsten Stellungen des Drahtes. Alle diese Gröſsen sind auſserordentlich klein und könnten, ſelbſt wenn ſie gröſſer gewesen wären, keine Störung herbeigeführt haben, da ſich die Capacität des Zuleitungsdrahtes zu der des Elektrometers einfach addirt, das bewegliche Ende deſſelben aber in ſeinen beiden extremſten Lagen faſt ganz dieſelbe relative Poſition gegen den Kupferdraht hatte, den es dabei jedesmal berührte, ſo daſſ er alſo in beiden Stellungen faſt dieſelbe Capacität haben mußte. Zur Capacität des Elektrometers addirt ſich auch die, welche ſeinem Zuleitungsdrahte zukommt, wenn der bewegliche auf ihm aufliegt.

Der Grund davon, daſſ die Capacität bei dauernder Ladung immer etwas gröſſer als bei momentaner erſchien, liegt vielmehr offenbar darin, daſſ zur Elektriſirung der in der Nähe des Condensators befindlichen Halbleiter, namentlich der Holzbeſtandtheile, welche die Condensatorplatten trugen, eine gewiſſe Zeit erforderlich iſt. Dieſelben elektriſirten ſich daher bei momentaner Ladung nicht, oder doch nur wenig; bei dauernder Ladung aber elektriſirten ſie ſich vollſtändig mit der ungleichnamigen Elektriſität und banden einen Theil der Elektriſität des Condensators, weſhalb deſſen Capacität im zweiten Falle nothwendig gröſſer als im erſten erſcheinen mußte.

§. 11.

Einige theoretische Bemerkungen.

Ich will hieran einige theoretische Bemerkungen knüpfen, welche mit den eben angeführten Beobachtungen im Zuſammenhange ſtehen. Um die Uebersicht über die Abhängigkeit der Condensatorcapacität von der Plattendistanz und den dazwiſchen befindlichen Subſtanzen zu erleichtern, wollen wir das Problem der Elektriſitätsvertheilung auf dem von mir gebrauchten Condensator mit einem anderen Problem vergleichen, das in innigem Zuſammenhange damit ſteht. Das letztere hat zum Gegenſtande die Vertheilung der Elektriſität auf einem Condensator, deſſen

Form sich zwar experimentell nicht genau herstellen läßt, aber die Rechnung sehr einfach macht. Nehmen wir an, wir hätten vier concentrische Kugelschalen, I, II, III und IV mit den Radien a_1, a_2, a_3, a_4 (wobei $a_1 < a_2 < a_3 < a_4$ sey). Die Kugelschale I sey leitend und werde von einer Elektrizitätsquelle (Batterie) vom Potentiale p geladen. Die Kugelschale IV sey ebenfalls leitend, aber mit der Erde verbunden. Der Raum zwischen beiden isolire und zwar sey er mit Luft gefüllt bis auf den Raum zwischen den Kugelschalen I und III, der eine Substanz mit der Dielektricitätsconstante D bezüglich Luft enthalten soll, die aber vor Ladung des Condensators durchaus unelektrisch gewesen seyn soll. Da das Potential V überall der Gleichung

$$\frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} = 0$$

genügen muß, und alles um das gemeinsame Centrum O aller Kugeln symmetrisch ist, so muß $V = b + \frac{c}{r}$ seyn, wo b und c Constanten, r die Entfernung des Anfangspunktes vom Punkte O ist. a und b werden aber zwischen den verschiedenen Kugelschalen verschiedene Werthe haben können. Sey zwischen den Kugelschalen

$$\text{I und II } V = b_1 + \frac{c_1}{r}$$

$$\text{II und III } V = b_2 + \frac{c_2}{r}$$

$$\text{III und VI } V = b_3 + \frac{c_3}{r}.$$

Weil die Kugelschale I mit dem Potentiale p geladen ist, so muß auf ihr $V = p$ seyn; man hat daher

$$p = b_1 + \frac{c_1}{a_1}.$$

Weil die Kugelschale IV leitend mit der Erde verbunden ist, so ist auf derselben $V = 0$, es ist also

$$0 = b_3 + \frac{c_3}{a_4};$$

und da endlich an den Kugelschalen II und III der Werth des Potentials selbst keinen Sprung machen darf, so ist

$$b_1 + \frac{c_1}{a_1} = b_2 + \frac{c_2}{a_2}$$

$$b_1 + \frac{c_2}{a_3} = b_3 + \frac{c_3}{a_3}.$$

Ferner ist der Differentialquotient von V nach der zu irgend einer Kugelfläche errichteten Normale

$$\frac{dV}{dN} = - \frac{c}{r^2}.$$

Dieser Differentialquotient springt beim Uebergange von einem isolirenden Medium zu einem anderen zu einem Werthe über, der zu seinem ursprünglichen Werthe im umgekehrten Verhältnisse der Dielektricitätsconstanten der beiden Medien steht. Daher ist, weil die Dielektricitätsconstante zwischen den beiden Kugelschalen II und III D mal so groß ist, als im übrigen Raume,

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{c_3}{c_2} = D.$$

Aus allen diesen Gleichungen folgt zunächst

$$p = c_1 \left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2} + \frac{1}{a_2 D} + \frac{1}{a_3} - \frac{1}{a_3 D} - \frac{1}{a_4} \right).$$

Ist die elektrische Dichte auf der Kugelfläche I gleich h , so hat man

$$h = - \frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dN} = \frac{1}{4\pi} \frac{c_1}{a_1^2}.$$

Die gesammte auf der Kugelfläche I befindliche Elektricitätsmenge ist also

$$e = 4\pi a_1^2 h = c_1.$$

Den Quotienten von p in diese Elektricitätsmenge wollen wir mit x bezeichnen und die Capacität der ganzen Vorrichtung nennen. So ist also

$$\frac{1}{x} = \frac{p}{c_1} = \frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2} + \frac{1}{a_2 D} + \frac{1}{a_3} - \frac{1}{a_3 D} - \frac{1}{a_4} \quad (11)$$

Bezeichnen wir mit e , die Elektricitätsmenge, die sich hierbei auf einem Stücke der Kugelfläche I befindet, dessen Flächeninhalt Q ist, und setzen

$$\frac{e_1}{p} = x_1$$

so ist

$$x_1 = \frac{Qx}{4\pi a_1^2},$$

und daher

$$\frac{1}{x_1} = \frac{4\pi a_1^2}{Q} \left[\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2} + \frac{1}{a_2 D} + \frac{1}{a_3} - \frac{1}{a_3 D} - \frac{1}{a_1} \right].$$

Abgesehen von der störenden Wirkung des Randes wird x_1 in die Capacität eines ebenen Condensators mit einer dielektrischen Zwischenschicht von der Dicke n übergehen, dessen Platten den Flächeninhalt Q und die Distanz m haben, wenn wir a_1 sehr groß annehmen, und

$$a_2 = a_1 + p, \quad a_3 = a_1 + p + n, \quad a_4 = a_1 + m$$

setzen. p, m, n sind klein. Dadurch geht die letzte Formel über in

$$\frac{1}{x_1} = \frac{4\pi}{Q} \left(m - n + \frac{n}{D} \right),$$

was mit der Formel (7) des §. 6 übereinstimmt.

Setzt man in Formel (11)

$$a_4 = \infty, \quad a_3 = a_2 + q,$$

wobei q klein gegen a_2 angenommen wird, so ergibt sich

$$\frac{1}{x_1} = \frac{4\pi a_1^2}{Q} \left(\frac{1}{a_1} - \frac{q}{a_2^2} + \frac{q}{a_1^2 D} \right).$$

Wenn also eine einzeln stehende Kugel von einer isolirenden concentrischen Kugelschicht umgeben wird, deren Dicke q gegen ihren Radius a_2 verschwindet, so verändert diese Schicht die Capacität der Kugel nur um Glieder, die bezüglich ihrer ursprünglichen Capacität von der Ordnung $\frac{q}{a_2^2}$ sind. Construiren wir wieder auf der Kugel vom Radius a_1 ein Flächenstück vom Flächeninhalte Q , so wird natürlich auch die auf jenem Flächenstücke befindliche Elektrizitätsmenge durch die dielektrische Schicht nur unmerklich verändert. Daraus erklärt sich, daß die Capacität der einzeln stehenden Scheibe durch eine angelehnte dünne dielektrische Schicht ebenfalls nur wenig verändert wurde.

Wir haben somit die Formel (7) aus den allgemeinen Grundgleichungen, wie sie von Maxwell und Helmholtz aufgestellt wurde, bewiesen. Es wird aber vielleicht die Anschauung fördern, wenn wir dieselbe Formel auch direct aus jener Vorstellung von dem Wesen der Dielektricität ableiten, aus welcher jene Grundgleichungen gewonnen wurden. Diese Vorstellung besteht darin, daß in einem dielektrischen Körper die beiden Elektricitäten nicht vollständig von einander getrennt werden, sondern daß nur in jedem Volumelemente desselben die positive etwas mehr nach der einen, die negative etwas nach der anderen Seite verschoben wird, gerade so wie man sich vorstellt, daß in weichem Eisen die magnetischen Fluida getrennt werden.

Die Vorstellung, daß die Moleküle des Dielektricum schon ursprünglich elektrisch sind, und durch die äußeren Kräfte bloß gedreht werden, läßt sich bekanntlich hierauf zurückführen (vergl. die Eingangs citirte Abhandlung Clausius', wo derselbe die den nachfolgenden Rechnungen zu Grunde gelegte Hypothese ausführlich bespricht). Durch diese Elektrisirung oder Drehung der Moleküle erhält jedes Volumelement ein „elektrisches Moment“, gerade so, wie die Volumelemente des weichen Eisens ein magnetisches Moment erhalten. (Bezeichnen wir mit e eine elektrische Masse des Volumelementes, so soll

$$V(\sum x e)^2 + (\sum y e)^2 + (\sum z e)^2$$

das gesammte elektrische Moment desselben seyn.) Wir wollen die Volumelemente so construiren, daß sie lauter kleine Cylinder sind, deren Mantelflächen den Richtungen parallel sind, nach denen die gesammten von der außer und im Dielektricum vorhandenen Elektricität stammenden Kräfte wirken, deren Grundflächen aber auf jenen Richtungen senkrecht stehen. Dann werden in allen jenen Cylindern die beiden Elektricitäten nach den beiden Endflächen zu getrieben und es läßt sich beweisen, daß die Wirkung jedes Volumelementes nach außen nur um un-

endlich kleine Glieder höherer Ordnung (die auch bei der Integration über alle Volumelemente verschwinden) verändert wird, wenn man sich die erregten Elektricitäten an beiden Endflächen der Cylinder gleichförmig angesammelt denkt. Nur muß das elektrische Moment jedes Elementes unverändert bleiben. Die zwei entgegengesetzten Elektricitäten treten natürlich an den beiden Endflächen jedes Elementes in gleicher Menge auf. Das elektrische Moment desselben ist das Product aus der an einer Endfläche angesammelten Elektricität in die Länge des betreffenden cylindrischen Elementes. Bezeichnen wir das elektrische Moment mit α , so wollen wir voraussetzen, daß die Größe α der Intensität P der auf das Element wirkenden elektrischen Trennungskraft, sowie dem Volumen v desselben proportional ist. Wir wollen also setzen

$$\alpha = \varepsilon P v,$$

wobei ε eine Constante seyn soll. P soll die Gesamtkraft seyn, welche auf die Elektricitätsmenge 1 wirken würde, wenn sich dieselbe im Volumelemente v befände. Nach diesen Vorbereitungen kehren wir zu den vier concentrischen Kugeln I, II, III und IV zurück. Den mit der dielektrischen Substanz erfüllten Raum zwischen den Kugeln II und III denken wir uns in unendlich viele concentrische, unendlich dünne Kugelschalen zerlegt.

Wir werden sehen, daß sich an der Innenfläche jeder dieser Kugelschalen dieselbe Elektricitätsmenge $-q$ und an der Außenfläche dieselbe aber entgegengesetzt bezeichnete Elektricitätsmenge $+q$ ansammelt. (Vergl. Helmholtz, Borch. Journ. Bd. 72, S. 116). In Folge dessen neutralisirt sich die an der Außenfläche irgend einer der Kugelschalen angesammelte Elektricitätsmenge $+q$ mit der an der Innenfläche der nächst folgenden angesammelten $-q$ und es bleibt nur die an der Fläche II angesammelte Elektricitätsmenge $-q$, sowie die an der Fläche III angesammelte $+q$ übrig. Diese beiden Elektricitäten $-q$ und $+q$ ersetzen also die gesammte Wirkung der dielektrischen Schicht vollkommen. Auf der Kugelfläche I soll sich durch ihre Ladung mit dem Potentiale p die

Elektricitätsmenge e ansammeln, auf der Fläche IV durch Influenz die Elektricitätsmenge $-e'$. Da die Punkte der Kugelfläche IV bezüglich aller Kugelflächen als äußere betrachtet werden können, und da das Potential einer Kugel auf einen äußeren Punkt $\frac{e}{r}$ ist (wenn sich die Elektricitätsmenge e darauf befindet und r die Entfernung ihres Centrums vom Anfangspunkte ist), so ist das gesammte Potential der vier Elektricitätsmengen $e, -q, +q, -e'$ auf einen Punkt der Kugelfläche IV gleich $\frac{e}{a_4} - \frac{e'}{a_4}$; dasselbe muß den Werth Null haben, weil die Kugelfläche IV mit der Erde verbunden ist. Daher muß $e' = e$ seyn. Ein Punkt der Kugelfläche I gilt bezüglich aller Kugelflächen als innerer. Das Potential der vier Elektricitätsmengen $e, -q, +q, -e$ auf einen solchen ist also

$$\frac{e}{a_1} - \frac{q}{a_2} + \frac{q}{a_3} - \frac{e}{a_4}$$

Da dasselbe gleich p seyn muß, so hat man

$$p = \frac{e}{a_1} - \frac{q}{a_2} + \frac{q}{a_3} - \frac{e}{a_4} \quad . \quad . \quad . \quad (13).$$

Wir müssen noch q bestimmen und uns überzeugen, daß unsere Annahme über die Art der Elektrisirung des Dielektricum richtig war.

Zu diesem Zwecke construiren wir in demselben eine unendlich dünne Kugelschale, deren innerer Radius r , deren äußerer $r + dr$ sey, und auf der Innenfläche derselben ein unendlich kleines Flächenelement vom Flächeninhalte $d\omega$. Sämmtliche durch dessen Peripherie gehende Kugelradien schneiden aus der unendlich dünnen Kugelschale einen unendlich kleinen Cylinder vom Volumen $v = d\omega \cdot dr$ heraus. Da sich durch die Influenz unserer Annahme gemäß an der Innenfläche der unendlich dünnen Kugelschale die Elektricitätsmenge $-q$, an der Außenfläche die Elektricitätsmenge $+q$ angesammelt hat, so befindet sich an der inneren Endfläche des Cylinders vom Volumen v die Elektricitätsmenge $-\frac{q d\omega}{4\pi r^2}$, an seiner äußeren Endfläche

aber die Elektrizitätsmenge $+\frac{q d\omega}{4\pi r^2}$. Sein elektrisches Moment ist also $\alpha = \frac{q d\omega dr}{4\pi r^2}$. Berechnen wir anderseits die Gesamtkraft P , welche alle vorhandene Elektrizität (die vier Elektrizitätsmengen $e, -q, +q, e'$) auf eine in dem unendlich kleinen Cylinder vom Volumen v vorhandene elektrische Masse $+1$ ausüben würden, so finden wir dafür den Werth $P = \frac{e-q}{r^2}$.

Es ist also nach Gleichung (12)

$$\frac{q dr d\omega}{4\pi r^2} = \epsilon \frac{e-q}{r^2} v = \epsilon \frac{e-q}{r^2} dr d\omega,$$

woraus sich ergibt

$$q = \frac{4\pi\epsilon}{1+4\pi\epsilon} e = \left(1 - \frac{1}{D}\right) e,$$

wenn wir wie früher $D = 1 + 4\pi\epsilon$ setzen. Ertheilt man dem q diesen Werth, so sind alle Bedingungen der Aufgabe erfüllt. Die von uns vorausgesetzte Art der Elektrisirung der Volumelemente des Dilektricums war also die richtige. Substituirt man diesen Werth für q in die Formel (13) und berücksichtigt, daß die Capacität κ wieder gleich $\frac{e}{p}$ ist, so gelangt man wieder zur Formel (7).

Man kann sich auch leicht überzeugen, daß $\frac{dV}{dN}$ beim Uebergang ins Dilektricum in der That plötzlich zu einem $D = 1 + 4\pi\epsilon$ mal so kleinen Werthe überspringt.

Ich will noch auf Folgendes aufmerksam machen.

Statt der gänzlich unbekannten Art der Elektrisirung eines Volumelementes der dielektrischen Substanz haben wir eine solche substituirt, bei der die beiden Elektrizitäten an den Endflächen desselben gleichförmig angehängt sind. Diese Substitution ist nur erlaubt, wenn es sich um die Wirkung auf einen endlich entfernten Punkt handelt. Die Kraft, welche auf eine im Innern des Dilektricums befindliche elektrische Masse wirkt, wird daher im Allgemeinen auch von der Art der Elektrisirung jener Volumelemente abhängen, welche sich in der unmittelbaren Um-

gebung jener elektrischen Masse befinden. In der Gleichung (12) bedeutet P die elektrische Kraft, welche auf eine elektrische Masse 1 wirkt, die sich an irgend einem Punkte A im Innern des Volumelementes v befindet. Diese Kraft ist daher für verschiedene Elektrisierungsarten der Moleküle im Allgemeinen abhängig von der Lage des Punktes A im Volumelemente v . Um uns hiervon unabhängig zu machen, wollen wir das Volumelement v zwar sehr klein, aber doch groß gegen die einzelnen elektrisirten Moleküle voraussetzen und jetzt die durch die Gleichung (12) dargestellte Hypothese so aussprechen:

Das elektrische Moment α des Volumelementes v ist proportional: 1. dem Volumen desselben und 2. der Kraft P , welche im Mittel auf sehr viele elektrische Massen 1 wirken würde, welche gleichförmig im ganzen Volumelemente vertheilt wären. (P kann auch definirt werden als die Kraft, welche auf die Elektrizitätseinheit wirken würde, wenn dieselbe gleichförmig im Volumelemente vertheilt wäre.) Von der so definirten Kraft P läßt sich beweisen, daß sie nicht mehr von der Art der Elektrisirung der Moleküle, sondern bloß vom elektrischen Momente der Volumelemente abhängt. Dieser Beweis kann geführt werden, indem man den Zuwachs sucht, den das Potential aller im Dielektricum vorhandenen elektrischen Massen auf eine elektrische Masse 1 erfährt, wenn dieselbe einen unendlich kleinen, aber gegen die Distanz zweier Moleküle großen Weg zurücklegt. Gemäß der letzten Voraussetzung kann dieser Weg immer so gewählt werden, daß die elektrische Masse am Ende desselben gegen die umgebenden Moleküle ganz dieselbe relative Lage hat, die sie zu Anfang gegen die Moleküle hatte, die sie damals umgaben. Dann ist nur die Position gegen die entfernter Moleküle eine andere geworden, deren Potential bloß von ihrem elektrischen Momente abhängt. Der Zuwachs des Potentials ist also unabhängig von der Art der Elektrisirung, und daher auch die Kraft, welche im Mittel auf alle elektrischen Massen 1 wirkt. Es ist klar, daß diese

Auseinandersetzungen nicht bloß auf unser specielles Problem, sondern auch auf das ganz allgemeine der Magnetisirung weichen Eisens oder Elektrisirung dielektrischer Substanzen anwendbar sind. Sie können also auch zur Deduction der Principien dieser Theorien verwendet werden. Natürlich gilt dasselbe, was von den Endflächen unserer cylindrischen Elemente gesagt wurde, auch von den sechs Seitenflächen rechtwinkliger Parallelepipede, wo dann an die Stelle des dielektrischen Moments die Momente bezüglich der Coordinatenaxe treten.

Ich will hier noch zeigen, welche Formel man für die Capacität des von mir verwendeten Kohlrausch'schen Condensators erhält, wenn man auf die Veränderlichkeit der Dicke der isolirenden Zwischenschicht Rücksicht nimmt. Zerlegen wir die ganze Fläche Q der Condensatorplatte, welche mit dem Potentiale p geladen wird, während die andere leitend mit der Erde verbunden ist, in unendlich viele Flächenelemente $d\omega$. Die Dicke der dielektrischen Schicht sey an der Stelle, die an dem Elemente $d\omega$ anliegt, gleich n , die Distanz der Condensatorplatten an derselben Stelle sey m . Dann ist die Dichte der Elektrizität, die sich auf dem Elemente $d\omega$ ansammelt, nach den schon im §. 6 entwickelten Principien

$$h = \frac{p}{4\pi \left(m - n + \frac{n}{D}\right)}.$$

Die ganze auf dem Elemente $d\omega$ aufgehäuften Elektrizitätsmenge ist also $\frac{p d\omega}{4\pi \left(m - n + \frac{n}{D}\right)}$. Integriren wir die-

sen Ausdruck über die ganze Oberfläche Q der Condensatorplatte und dividiren durch p , so erhalten wir für die Capacität des Condensators den Werth

$$x = \frac{1}{4\pi} \int \frac{d\omega}{m - n + \frac{n}{D}}.$$

Hier können wir m als constant betrachten, da die Distanz der Condensatorplatten in der That mit großer

Genauigkeit an allen Stellen constant erhalten werden kann; n aber ist Function von ω . Die Integration kann ohne Kenntniß der GröÙe D , welche gesucht wird, nicht ausgeführt werden. Es bleibt daher nichts anderes übrig, als für D einen angenäherten Werth D_0 einzuführen und dann $\frac{1}{D} = \frac{1}{D_0} + \delta$ zu setzen und das Integrale nach Potenzen von δ zu entwickeln. Ist die Dicke wie bei meinen Versuchen nur an einer begränzten Zahl von nahe gleichförmig auf der Platte vertheilten Stellen gemessen, so verwandelt sich das Integrale (14) in eine Summe und man erhält, wenn man die Anzahl der Stellen, für welche die Dicke bestimmt wurde, mit a bezeichnet und bloß die Glieder beibehält, welche bezüglich δ von der ersten Ordnung sind:

$$x = \frac{Q}{4\pi a} \sum \frac{1}{m-n + \frac{n}{D_0}} - \frac{Q\delta}{4\pi a} \sum \frac{n}{\left(m-n + \frac{n}{D_0}\right)^2}.$$

Sey x_1 die Capacität des Condensators, wenn sich seine Platten in der Distanz m_1 befinden und nur Luft zwischen denselben vorhanden ist, so ist $x_1 = \frac{Q}{4\pi m_1}$, daher

$$\frac{ax}{m_1 x_1} = \sum \frac{1}{m-n + \frac{n}{D_0}} - \delta \sum \frac{n}{\left(m-n + \frac{n}{D_0}\right)^2}. \quad (15)$$

Aus dieser Formel könnte δ ohne Schwierigkeit berechnet und so ein verbesserter Werth von D gefunden werden, den man dann, wenn man eine noch gröÙere Genauigkeit wünschte, wieder wie den Werth D_0 behandeln könnte. Ich habe jedoch bei Berechnung der Dielektricitätsconstante niemals von dieser complicirten Formel Gebrauch gemacht, sondern immer die Formel (7) verwendet, in der ich für n die mittlere Dicke einsetzte, da die Correction, welche den Werth von D durch Anwendung der Formel (15) erfahren würde, jedenfalls innerhalb der Gränzen der anderweitigen Beobachtungsfehler liegt. Wenn sich nämlich selbst die gröÙste und kleinste Dicke der isolirenden Schicht wie 10:9 verhielten, und wenn alle mög-

lichen dazwischen liegenden Dicken gleich wahrscheinlich wären (an gleich viel Stellen der Platte vorkämen), so würde sich aus der Formel (7), welche ich zur Berechnung verwendete, die Dielektricitätsconstante gleich 3,037 ergeben, wenn dieselbe in Wahrheit gleich 3 wäre, eine Differenz, die kaum die Gränzen der Beobachtungsfehler überschreitet.

§. 12.

Uebersichtliche Zusammenstellung der Resultate.

Ich stelle zum Schlusse sämmtliche von mir für die Dielektricitätsconstante der verschiedenen Substanzen gefundenen Werthe übersichtlich zusammen, wobei ich zugleich, so weit sie mir bekannt sind, die Werthe beifüge, welche vor mir von anderen Beobachtern gefunden wurden. Aus den verschiedenen von mir angestellten Beobachtungen ergaben sich für die Dielektricitätsconstante D die in den folgenden Tabellen zusammengestellten Zahlen:

Für Hartgummi.

a) Mit dem Kohlrausch'schen Condensator.

Platte I			Platte II		Platte III	
3,14	3,19	3,20	3,09	3,19	3,19	3,21
3,17	3,17	3,12	3,12	3,13	3,34	3,35
3,12	3,14	3,16	3,16	3,13		
Mittel 3,17			Mittel 3,11		Mittel d. ob. 3,20.	

b) Mit dem Quecksilbercondensator.

Platte I	Platte II	Platte III
3,04	3,03	3,26
3,09	3,13	3,21
	3,14	3,24.

Als wahrscheinlichsten Werth der Dielektricitätsconstante des Hartgummi glaube ich 3,15 bezeichnen zu sollen.

Für Paraffin.

a) Mit dem Kohlrausch'schen Condensator.

Platte I			Platte II		Platte III
2,28	2,29	2,28	2,34	2,33	2,31
2,25	2,25	2,27	2,35	2,36	
Mittel 2,28			Mittel 2,34.		

b) Mit dem Quecksilbercondensator.

Platte I		Platte II
2,30	2,31	2,33.

Da die Platten I und II reineres Paraffin enthielten, scheint mir der wahrscheinlichste Werth für reines Paraffin 2,32 zu seyn. Gibson und Barclay fanden für Paraffin $D = 1,976$. Siemens giebt für Stearin $D = 0,78$ an, was aber wohl ein Druckfehler seyn dürfte. Faraday fand für Wallrath die Dielektricitätsconstante zwischen 1,6 und 2,2.

Für Schwefel.

Platte I		Platte II	
3,87	3,83	3,84	3,82.

Wahrscheinlicher Werth 3,84. Siemens fand 2,9. Faraday fand für die Dielektricitätsconstante des Schwefels Zahlen, die zwischen 2,16 und 2,32 liegen.

Für Colophonium.

Platte I		Platte II		
2,58	2,56	2,52	2,54	2,54.

Wahrscheinlicher Werth 2,55. Faraday erhielt für Schellack Werthe, die zwischen 1,9 und 2,1 liegen. Außerdem fand Faraday für die Dielektricitätsconstante des Glases Werthe, welche zwischen 1,44 und 1,92 liegen.

Die Abweichungen der von den anderen Beobachtern erhaltenen Zahlen von den meinigen sind so groß, daß sie sich jedenfalls nicht aus etwaigen zufälligen Verschiedenheiten des der Beobachtung unterzogenen Materials

erklären lassen. Auch eine Erklärung aus einer Verschiedenheit der Beobachtungstemperatur ist unmöglich, da schon Gibson nachwies, daß sich die Dielektricitätsconstante des Paraffins nicht merklich mit seiner Temperatur verändert. Auch ich konnte innerhalb des allerdings kleinen Temperaturintervalls, innerhalb dessen meine Beobachtungen vorgenommen wurden (etwa 16 bis 23° Cels.), keinen Unterschied der Dielektricitätsconstante bei verschiedenen Temperaturen wahrnehmen. Ich glaube daher, diese Nichtübereinstimmung, abgesehen davon, daß einige meiner Vorgänger keine so feinen Mefsapparate der Elektrizitätsmenge hatten, wohl hauptsächlich daher rühren dürfte, daß dieselben den Raum zwischen den Condensatorplatten als ganz von der isolirenden Substanz erfüllt voraussetzten, was nie vollkommen realisirt werden kann. Zudem werden die Condensatorplatten, wenn man den Raum zwischen denselben allzu dicht auszufüllen sucht, leicht etwas auseinandergedrängt. Beide Umstände, sowie die Nichtberücksichtigung des Einflusses des Randes bewirken, daß der berechnete Werth der Dielektricitätsconstante zu klein ausfällt. In der That sind auch die von mir gefundenen Werthe durchaus die größten.

Um schliesslich den Vergleich zwischen meinen Beobachtungen und der Theorie Maxwell's zu erleichtern, nach welcher der Brechungsexponent i einer Substanz die Quadratwurzel aus ihrer Dielektricitätsconstante seyn soll, stelle ich in der folgenden Tabelle die Brechungsexponenten mit den Quadratwurzeln aus jenen Werthen von D zusammen, welche ich als die wahrscheinlichsten bezeichnet habe:

Die beiden Brechungsquotienten des Paraffin wurden von mir selbst nach Wollaston's Methode bestimmt.

	\sqrt{D}	i
Für Schwefel	1,960	2,040
„ Colophonium	1,597	1,543
„ Paraffin	1,523	1,536, 1,516
„ Hartgummi	1,775	

**III. Vorläufige Versuche zur Ermittlung des
Verhältnisses zwischen den Dichtigkeits- und
Elasticitäts-Veränderungen der Gase bei
Drucken unterhalb einer Atmosphäre;
von P. A. Siljeström.**

(Schluß von S. 482.)

§. 13.

Da wegen der Wichtigkeit des Gegenstandes und der Schwierigkeit dieser Art von Beobachtungen viel daran gelegen ist, daß Jedermann sich von dem größeren oder geringeren Grad der anzuwendenden Genauigkeit überzeugen könne, so werde ich eben so alle nach der Gleichung (b) berechneten Werthe in *extenso* mittheilen. Bei diesen Berechnungen habe ich die Beobachtungen (a) und (b), (b) und (c), (c) und (d) usw. zusammengenommen, so daß auf diese Weise für jede vollständige Reihe 13 Werthe von $\frac{V+V'}{V}$ zwischen ungefähr den Gränzen 1 und 0,01 Atmosphäre erhalten wurden. Um die Media zu erhalten, wurden die Werthe (a, b) und (b, c) unter sich, die (c, d) und (d, e) unter sich, die (e, f) und (f, g) unter sich, die (g, k) und k, l) unter sich, und endlich die rückständigen (l, m), (m, n) und (n, o) unter sich zu einer Summe zusammengelegt, wodurch zwischen den angegebenen Gränzen sechs Vergleichspunkte erhalten wurden. Da der Werth von $\frac{V+V'}{V}$ ungefähr $= 1\frac{1}{2}$ ist, so folgt, daß jede Verdünnung ungefähr $\frac{2}{3}$ der nächst vorhergehenden ist, und daß also, da bei der Berechnung der Media zwei Verdünnungen zusammen in Betracht genommen werden, jedes Medium resp. gilt für die Gränzen 1 Atmosphäre — $\frac{4}{9}$ Atmosphäre, $\frac{4}{9}$ Atm. — $\frac{8}{27}$ Atm., usw., alles ungefähr gerechnet. Die genaueren Werthe wird man weiterhin

sehen. Ich werde nun sämtliche, aus den 16 vorhergehenden Beobachtungsreihen hergeleiteten Zahlenresultate in Zusammenhang mittheilen, um sodann einige durch diese Zahlen veranlaßten Bemerkungen hinzuzufügen.

1) Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (a, b) und (b, c)

1,47235

1,47112

1,47181

1,47088

1,47254

1,47332

1,47462

1,47096

1,47219

1,47290

1,47258

1,47234

1,47239

1,47262

1,47333

1,47264

1,47236

1,47198

1,47162

1,47022

1,47177

1,47246

1,47220

1,47137

1,46984

1,47279

1,47056

1,47269

1,47165

1,47297

2) Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (c, d) und (d, e)

1,47149

1,47527

1,46982

1,47157

1,47177

1,47171

1,47078

1,47796

1,47333

1,47168

1,47462

1,46808

1,47311

1,46839

1,46966

1,47320

1,47011

1,47162

1,47426

1,46838

1,46730

1,47236

1,47172

1,47120

1,47328

1,47296

1,46969

1,47080

1,47086

1,47292

1,47224

1,47172

Mittel = 1,47209

1,47071

1,47207

Mittel = 1,47165

3. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (e, f) und (f, g)

1,46551

1,46737

1,47065

1,46064

1,47362

1,47121

1,46244

1,48622

1,46724

1,46363

1,47500

1,46224

1,47651

1,46404

1,47187

1,46684

1,46994

1,46430

1,46765

1,47618

1,46975

1,46357

1,46777

1,46544

1,46386

1,47429

1,47081

1,46727

4. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (g, h) und (h, i)

1,47640

1,46150

1,46029

1,47306

1,46914

1,47912

1,46006

1,47547

1,47973

1,46235

1,49181

1,48287

1,47713

1,42863

1,48992

1,44806

1,47371

1,46041

1,48015

1,45564

1,46997

1,45248

1,46122

1,47749

1,47030

1,45903

1,46468

1,47620

1,46231
 1,47460
 1,47261
 1,46851

 Mittel = 1,46887

1,47609
 1,46803

 Mittel = 1,46870

5. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (i, k) und (k, l)

1,48768
 1,44760
 1,48188
 1,44985
 1,45068
 1,44965
 1,45867
 1,44278
 1,45125
 1,42457
 1,45099
 1,49252
 1,47329
 1,50384
 1,41196
 1,47523
 1,46171
 1,45508
 1,47300
 1,48029
 1,45671
 1,45269
 1,45829
 1,46683
 1,45407
 1,44740
 1,49669
 1,45081
 1,46949

 Mittel = 1,46122

6. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (l, m), (m, n und (n, o)

1,44336
 1,49847
 1,50551
 1,37231
 1,46625
 1,45265
 1,45715
 1,52749
 1,42184
 1,44553
 1,47063
 1,37690
 1,57886
 1,49014
 1,48907
 1,47274
 1,55907
 1,43118
 1,45428
 1,43094
 1,47391
 1,47987
 1,41248
 1,55474
 1,40082
 1,44740
 1,47712
 1,43414
 1,49664
 1,44171

1,45090
 1,50549
 1,41934
 1,53864
 1,41003
 1,43596
 1,52814
 1,38796
 1,49013
 1,47478

Mittel = 1,46511

Fasst man diese Zahlen zusammen, so erhält man folgende Werthe von $\frac{V+V'}{V}$

- a) Als Mittel aus 32 Bestimmungen zwischen den Gränzen 759^{mm} und 352^{mm} 1,47209
mit einem ungefähren wahrscheinlichen Fehler von 0,00012.
- b) Als Mittel aus 32 Bestimmungen zwischen den Gränzen 352^{mm} und 164^{mm} 1,47165
mit einem ungefähren wahrscheinlichen Fehler von 0,00026.
- c) Als Mittel aus 32 Bestimmungen zwischen den Gränzen 164^{mm} und 77^{mm} 1,46887
mit einem ungefähren wahrscheinlichen Fehler von 0,000065.
- d) Als Mittel aus 30 Bestimmungen zwischen den Gränzen 77^{mm} und 37^{mm} 1,46870
mit einem ungefähren wahrscheinlichen Fehler von 0,00157.
- e) Als Mittel aus 29 Bestimmungen zwischen den Gränzen 37^{mm} und 18^{mm} 1,46122
mit einem ungefähren wahrscheinlichen Fehler von 0,00249.

- f) Als Mittel aus 40 Bestimmungen zwischen den Gränzen 18^{mm} und 7^{mm} 1,46511 mit einem ungefähren wahrscheinlichen Fehler von 0,00514.

In Bezug auf diese Werthe muß bemerkt werden, daß ein ganz kleiner Fehler bei Bestimmung der Gröſſen E , E' und e in der Gleichung (b), besonders bei höheren Verdünnungen einen bedeutenden Einfluß auf den Werth von $\frac{V+V'}{V}$ ausübt; und in der That braucht man, um die vorstehenden Abweichungen von den respectiven Medien zu erklären, nur anzunehmen, daß in den Elasticitätsbestimmungen Fehler von 2 bis 3 Zehnteln eines Millimeters begangen seyen. Nur in 10 Fällen (unter 195) muß man einen etwas größeren Fehler annehmen (jedoch in keinem Fall einen so großen wie $0^{\text{mm}},5$). Da jede der Gröſſen E und E' durch Ablesungen von vier Quecksilbersäulen und Meniskenhöhen und e durch respective zwei solche Ablesungen (ungerechnet die Thermometer-Ablesungen) erhalten wurde, so findet man, daß auch mit dem von mir angewandten, vergleichungsweise weniger vollkommenen Apparat ein ziemlich großer Grad von Genauigkeit erreicht werden konnte, und man folglich alle Ursache hat von einem vollkommeneren Apparat noch bessere Resultate zu erwarten¹⁾. Aber selbst mit den größten Verbesserungen, die sich in diesem Fall voraussetzen lassen, wird man, besonders bei höheren Verdünnungen, wegen des großen Einflusses der unvermeidlichen Beobachtungsfehler, nicht

- 1) Als wünschenswerthe Verbesserungen in der Construction des Apparats müssen genannt werden: Eine Vergrößerung der Luftbehälter A und B , wodurch die Manometerröhre auch von größerem Kaliber genommen werden können, und man sich, so weit wie möglich, von der Capillarität unabhängig machen kann; ferner die Anbringung vollständiger manometrischer Vorrichtungen an beiden Seiten des Apparats bei A und B , und die Ablesung mittelst eines Kathetometers; endlich eine besonders zu diesem Zweck construirte und ungewöhnlich genaue Luftpumpe, die so beschaffen ist, daß man damit die Luft in B ohne großen Zeitverlust bis auf ein Millm. verdünnen kann.

hoffen dürfen, ohne eine große Menge von Beobachtungen den wahrscheinlichen Fehler auf eine annehmbare Größe herabzubringen. Nachdem wie die vorhergehenden Beobachtungen sich gestalten, dürfte man indeß zu dem Schluß berechtigt seyn, daß der Werth von $\frac{V+V'}{V}$ bei höheren Verdünnungen stets *geringer* ist als der ursprüngliche bei *einer* Atmosphäre Druck und daß auch dieser Werth mit steigender Verdünnung *successive abnimmt*.

§. 14.

Um die Bedeutung dieses Resultats für die Hauptfrage zu finden, ist es nöthig, zurückzugehen zu der Gleichung (b)

$$\frac{V'}{V} = \frac{E(1+n\beta) - E'(1+n'\beta)}{E' - e}.$$

Da man in jedem Fall von den beobachteten Elasticitäten E und e als gegeben ausgeht und nach dem vorhin Gesagten der mögliche Fehler im Werthe der Constanten β nur einen Einfluß auf die fünfte Decimale ausübt, während die Variationen im Werthe von $\frac{V'}{V}$ sich in der dritten Decimale zeigen, so ist klar, daß diese Variationen keiner anderen Ursache zugeschrieben werden können, als daß die Elasticität E' einen anderen Werth hat, als sie nach dem Mariotte'schen Gesetze haben müßte. Je höher der Werth von $\frac{V'}{V}$, desto geringer der Werth von E' und umgekehrt.

Was nun den ursprünglichen Werth von $\frac{V+V'}{V}$ oder 1,47209 betrifft, so kann in Bezug auf ihn sicher kein directer Schluß aus meinen Beobachtungen gezogen werden; allein da ganz dasselbe Resultat, welches ich weiterhin anführen werde, auch aus Regnault's Versuchen bei Drucken zwischen 30 und 1 Atmosphäre hervorgeht, so ist es wohl annehmlich, daß das in Frage stehende Verhältniß auch stattfindet bei Drucken, die nur unbedeutend niedriger als 1 Atmosphäre sind, für welche die oben ste-

hende Zahl gefunden ward; und man also mit aller Sicherheit annehmen kann, daß auch diese Zahl kleiner ist als sie eigentlich seyn müßte oder daß der richtige Werth von $\frac{V+V'}{V}$ in der That etwas größer ist als 1,47209. Stellt man deshalb die Resultate von Regnault's und meinen Versuchen zusammen, so folgt, daß das angedeutete Verhältniß in Bezug auf die Volums- und Elasticitätsveränderungen der Luft zwischen den Gränzen 30 und 0,01 Atmosphäre stattfindet und daß dies folglich als allgemein gültig angesehen werden kann (wenigstens bei den in Rede stehenden Temperaturen). Folglich muß man aus den obigen Beobachtungen den Schluß ziehen, *daß bei steigender Verdünnung der Luft die Elasticität stets höher ist als sie nach dem Mariotte'schen Gesetze seyn müßte*. Dieses Resultat stimmt auch überein mit dem Resultate früherer Beobachtungen, welche ich mit einem in gewisser Hinsicht etwas verschiedenen Apparat ¹⁾, aber in der Hauptsache nach derselben Methode, anstellte.

Sind V, V' die Volume, welche den Drucken P, P' entsprechen, so ist nach dem Mariotte'schen Gesetz $V:V'=P:P'$; setzt man aber statt P, P' die Elasticitäten E, E' und statt V, V' die Dichtigkeiten a, a' , so erhält man $a':a=E':E$ oder $\frac{E}{a}=\frac{E'}{a'}$. Das heißt, wenn im Allgemeinen E die Elasticität und a die Dichtigkeit ist, so ist, nach dem Mariotte'schen Gesetz $\frac{E}{a}$ eine *constante Größe*, die Luft mag zusammengedrückt oder ausgedehnt werden. Geht man wiederum von den Resultaten aus, welche die oben angeführten Beobachtungen an die Hand geben, so wird das Verhältniß anders. Bezeichnen E, a und E', a' , respective die Elasticität und Dichtigkeit bei den niedrigeren und höheren Verdünnungen, so folgt, daß, weil E' immer größer gefunden wird, als es nach dem

1) Es waren, unter Anderem, die beiden Behälter A und B gleich groß.

Mariotte'schen Gesetze seyn müßte, $\frac{E'}{a} > \frac{E}{a}$ ist, d. h. daß, wenn im Allgemeinen E und a Elasticität und Dichtigkeit bezeichnen, die Größe $\frac{E}{a}$ wächst mit steigender Verdünnung. Wollte man E die absolute Elasticität und $\frac{E}{a}$ die spezifische Elasticität nennen, so könnte man dies so ausdrücken: *Die spezifische Elasticität nimmt zu, wenn die absolute Elasticität abnimmt, und umgekehrt.*

Regnault faßt das Resultat seiner Beobachtungen so zusammen: Wenn V_0 , P_0 und V_1 , P_1 respective Volum und Druck bei geringeren und höheren Compressionen bezeichnen, so ist immer

$$\frac{\frac{V_0}{V_1}}{\frac{P_1}{P_0}} > 1 \quad \text{d. h.} \quad \frac{\frac{a_1}{E_1}}{\frac{a_0}{E_0}} > 1$$

wenn a_1 , a_0 die Dichtigkeiten und E_0 , E_1 die Elasticitäten bezeichnen, woraus sich ergibt $\frac{E_0}{a_0} > \frac{E_1}{a_1}$ oder derselbe Schluß, zu welchem ich gelangt bin.

Eine andere Frage ist: in welchem Maasse dieser Werth von $\frac{E}{a}$ mit steigender Verdünnung zu- oder abnimmt. Um diese Frage vollständig zu entscheiden, ist die äußerste Genauigkeit im Beobachtungsgang nöthig; es hat mich gezwungen, mich bei Anführung der Zahlen auf die mitgetheilten zu beschränken. Diese Zahlen dürften nur scheinbar von denen abweichen, die Regnault in diesem Fall bei höheren Drucken gefunden hat. Setzt man nämlich $\frac{V_0}{V_1}$ oder $\frac{V_0 P_0}{V_1 P_1} = x$, so findet man folgende Werthe als

Medien der von Regnault angeführten Specialwerthe

Ungefährer Druck	Werth von α
1 — 2 Atmosph.	1,001378
3 — 6 „	1,002707
3 — 9 „	1,003433
6 — 12 „	1,003323
6 — 18 „	1,005570
9 — 18 „	1,004558
9 — 27 „	1,008442
12 — 24 „	1,006213
15 — 30 „	1,005714.

Aus diesen Zahlen geht nun unzweifelhaft hervor, daß der Werth von α , also auch die Abweichung vom Mariotte'schen Gesetz, innerhalb der von den Versuchen bespannten Gränzen mit dem Drucke zunimmt; und Regnault nimmt seinerseits auch an, daß mit größerer Verdünnung eine viel größere Uebereinstimmung mit diesem Gesetze eintritt, obwohl dasselbe eigentlich nur als ein „*loi limite*“ angesehen werden müsse, zu welchem immer mehr eine Annäherung stattfindet. Daß indess diese Annäherung möglicherweise nicht unbegrenzt ist, zeigt sich bei einer genauen Untersuchung der eben angeführten Zahlen. Wenn man z. B. die Compressionen 3 — 6, 6 — 12, und 12 — 24 Atm. (die einzigen, welche in dieser Hinsicht zusammengestellt werden können) in Betracht zieht, und respective α' , α'' , α''' die entsprechenden Werthe von α nennt, so findet man $\frac{\alpha'''}{\alpha''} = 0,997128$, dagegen $\frac{\alpha'}{\alpha''} = 0,999386$, woraus zu folgen scheint, daß der in Rede stehende Bruch, in dem Maasse als der Druck abnimmt, sich immer mehr der Einheit nähert, und also auch, daß, wenn dasselbe Gesetz für die Variationen wie unten stattfindet, dieser bei noch größerer Verdünnung möglicherweise > 1 werden kann, wie meine Beobachtungen anzudeuten scheinen (während bei sowohl höheren als niedrigeren Drucken der absolute Werth von α größer als Eins ist). Vergleicht man ebenso die Werthe von α für die Drucke 3—6 Atm. (α') und 3—9 Atm. (α) unter sich, die für Drucke von 6—12 Atm. (α'') und 6—18 Atm. (α'') un-

ter sich und die für Drucke von 9 — 18 Atm. (x''') und 9 — 27 Atm. (x_{iii}) unter sich, so findet man $\frac{x'''}{x_{i,i}} = 0,996171$, $\frac{x''}{x_{ii}} = 0,997765$ und $\frac{x_i}{x_i} = 0,999276$. Ferner wenn man ebenso die Werthe von x für Drucke von 1 — 2 Atm. (x') und 3 — 6 Atm. (x_i) unter sich und die für Drucke von 3 — 6 Atm. (x'') und 9 — 18 Atm. (x_{ii}) unter sich vergleicht, findet man $\frac{x''}{x_{ii}} = 998158$ und $\frac{x'}{x_i} = 0,998674$. Aus allen diesen Vergleichen zeigt sich, daß auch nach Regnault's Beobachtungen die Abweichung vom Mariotte'schen Gesetz sich nicht als ganz gleichförmig fortgehend annehmen läßt, sondern möglicherweise mit zunehmender Verdünnung wächst. Indefs verlasse ich für jetzt die letztere Frage und bleibe bei dem zuvor angeführten allgemeinen Satz in Betreff der Variation der GröÙe $\frac{E}{a}$ mit steigender Verdünnung.

§. 15.

Dieser Schluß ist, wenn er sich bestätigt, von außerordentlicher Wichtigkeit für die Theorie der Gase. Da ich mir indess diese Aufgabe hier nicht gestellt habe, so will ich mich auch nicht in ausführlichere theoretische Betrachtungen einlassen, sondern nur ein Paar Andeutungen machen.

Denkt man sich $\frac{E}{a}$, mit abnehmendem Werth von a , unbegrenzt immer mehr zunehmend, so kann man sich auch denken, daß E noch einen merkbaren Werth habe, wenn a wesentlich $= 0$ ist und daß $\frac{E}{a} = \infty$ ein Gränzwertb für diese GröÙe sey. In diesem Zustand würden also die Gase *die Grund-Eigenschaft des Aethers besitzen* (= Elasticität ohne Schwere). Auch findet man, daß, unter solchen Umständen, *die Luft bei jeglicher Verdünnung als Gas existiren kann*, und daß folglich die Vorstellung, welche ein Theil der Physiker und Mathematiker

zu haben scheint, als gebe es eine Gränze der Verdünnung, bei welcher die Elasticität der Luft $= 0$ wäre und die Luft in der That aufhörte ein Gas zu seyn, unrichtig seyn muß. Dagegen würde man im gewissen Sinne sagen können, daß, falls die übrigen Gase dieselbe Eigenschaft wie in diesem Fall die Luft haben, *ein gasförmiger Körper immer mehr ein Gas werde, je mehr er verdünnt wird*. Der gasförmige Zustand ist also (oder kann es seyn) auf dieser Seite gerechnet permanent, was schwerlich der Fall seyn könnte, wenn nicht die Bedingungen erfüllt wären, welche die hier angegebenen Beobachtungen an die Hand geben.

Regnault hat bekanntlich gefunden, daß verschiedene andere Gase sich in obiger Hinsicht wie die Luft verhalten, daß aber das Wasserstoffgas davon eine merkwürdige Ausnahme macht, indem bei ihm die in Rede stehenden Variationen einen entgegengesetzten Gang befolgen. Ausgehend von der Ansicht, daß das Mariotte'sche Gesetz der richtige Ausdruck für einen vollkommenen Gaszustand sey, und, hauptsächlich bei der Frage über die *Zusammendrückbarkeit* der Gase verweilend, sagt er, daß das Wasserstoffgas (welches der Zusammendrückung einen größeren Widerstand entgegensetzt als das Mariotte'sche Gesetz verlangt) sich als ein „*gas plus que parfaite*“ erweise, ein Ausdruck, welcher leicht mißverstanden werden kann. In der That ist es eigentlich nicht *diese* Seite, auf welcher man die größere oder geringere Vollkommenheit eines Körpers als Gas zu suchen hat. Der eine leistet der Compression einen größeren, der andere einen kleineren Widerstand; der eine condensirt sich bei niedrigerem, der andere bei höherem Druck (und man dürfte kaum bezweifeln, daß sie alle sich bis zur Condensation comprimiren lassen, wie schwer es auch seyn mag, für die s. g. permanenten Gase die nöthigen Mittel dazu aufzufinden); aber eben so wenig kann man sagen, daß dieß eine größere oder geringere Gasvollkommenheit bei der einen oder anderen Gasart an den Tag lege, als man sagen kann, daß z. B. der Alkohol deshalb

eine vollkommnere Flüssigkeit als das Wasser sey, weil er bei einer niederen Temperatur gefriert als das letztere. Dagegen scheint es, da wir nicht mehr als drei Aggregatformen der Materie kennen, richtig zu seyn, *das* als Vollkommenheit des gasförmigen Zustands anzusehen, daß es bei jedweder Verdünnung existiren kann; und da es wenig glaublich ist, daß dieß bei einem Gase stattfinden sollte, dessen Elasticität bei steigender Verdünnung gleichmäßig schneller abnimmt als die Dichtigkeit, so müßte, falls dieß letztere beim Wasserstoff stattfindet, diese Gasart wirklich als ein unvollkommenes Gas betrachtet werden. Ich verweise indeß auf das, was in dieser Hinsicht weiterhin mitgetheilt werden wird.

Eine andere Frage, welche auch wohl verdienen dürfte, im Zusammenhang hiermit in Betracht gezogen zu werden, ist folgende. Die meisten für gut erkannten Berechnungen über die Höhe der Atmosphäre geben als Resultat nicht über 8 bis 10 schwed. Meilen, während verschiedene Beobachtungen zu beweisen scheinen, daß Feuerphänomene in einer vielmals größeren Höhe über der Erdoberfläche stattfinden können. Aber wie groß auch die Unsicherheit ist, die man derlei Beobachtungen und darauf gegründeten Rechnungen beilegen mag, so kann man ihnen doch nicht alle Glaubwürdigkeit absprechen, und wie sind denn die Feuerphänomene weit oberhalb der Gränzen der Atmosphäre genügend zu erklären? — Alle Schwierigkeit verschwindet dabei, wenn man ausgeht von der oben angegebenen Grund-Eigenschaft der Luft, daß die Elasticität langsamer abnimmt als das specifische Gewicht; denn es ist klar, daß die Rechnung, mit diesem Ausgangspunkt, zu einer bedeutend höheren Gränze für die Atmosphäre gelangen wird als man sie jetzt annimmt; unwillkürlich wird man veranlaßt zu fragen, wie weit unter solchen Umständen die Gränze der Atmosphäre angenommen werden könne ¹⁾

- 1) Da der Druck, den jeder einzelne Punkt der Atmosphäre nach unten ausübt, proportional ist dem specifischen Gewicht der Luft in diesem Punkt, aber die Elasticität der Luft bei steigender Verdünnung

oder ob nicht der Himmelsraum in der That als ganz erfüllt von Gasen im Zustande außerordentlicher Verdünnung angenommen werden müsse? Ein Einwand hiegegen kann nicht von einem Widerstand gegen die Bewegungen der

mehr als proportional ist dem specifischen Gewicht, so will es scheinen, daß, auch unter gehöriger Rücksicht auf Temperaturverhältnisse, die Vorstellung von einer Gränze der Atmosphäre wenig haltbar sey. Auch unter Annahme des Mariotte'schen Gesetzes ist es, wie man weiß, nicht leicht, einen genügenden Grund für diese Vorstellung zu geben. Poisson z. B. (*Supplément à la théorie mathématique de la chaleur* p. 21) ist genöthigt anzunehmen, daß die oberste Lage der Atmosphäre aus einer durch Kälte condensirten Luft bestehe (und zwar ohne Zweck, da eine solche Flüssigkeit nothwendig verdunsten würde) und Challis, welcher neulich dieselbe Frage behandelte (*Report of the Brit. Associat. for the advancement of science* f. 1871) scheint eine gleiche Ansicht zu haben. Allein die Temperaturbeobachtungen bei Glaisher's aeronautischen Forschungsreisen (*Report of the Brit. Ass. for 1862 — 66*) gehen als Mittelresultat eine Abnahme der Lufttemperatur von $6^{\circ},2$ F. zwischen 0 und 1000 Fufs, von $2^{\circ},65$ zwischen 10 und 11000 Fufs, von $1^{\circ},2$ zwischen 20 und 21000 Fufs und von $0^{\circ},8$ zwischen 28 und 29000 Fufs Höhe (Ich führe bloß einige dieser Resultate an), woraus erhellt, daß die Temperatur sich sehr schnell einer Gränze zu nähern scheint, wo sie constant ist. Wenn man indeß, ohne Rücksicht darauf, die Temperatur für die Höhe berechnet, in welcher Challis die Gränze der Atmosphäre verlegen will (etwa 60 englische Meilen), mit Annahme einer constanten Verringerung von $0^{\circ},8$ für 1000 Fufs, so erhält man zum Resultat nur ungefähr -150° C., bei welcher Temperatur die Luft sicherlich nicht condensirt wird; und mit einem richtigeren Berechnungsgrund würde die Temperatur ungeheuer viel höher ausfallen. Andererseits haben Berechnungen von Fourier, Svanberg, Herschel, Poisson, Pouillet und A. über die Temperatur der Himmelsräume Resultate ergeben, die sämmtlich höher waren und, mit Ausnahme des von Pouillet, bedeutend höher als die letztgenannte Temperatur. Wie unsicher diese Berechnungen auch seyn mögen, so kann man ihnen, so zahlreich und verschiedenartig begründet wie sie sind, doch nicht allen Werth absprechen. Unter solchen Umständen ist es schwer zu verstehen; woher die Kälte kommen sollte, die zur Condensation der Luft nöthig wäre, abgesehen davon, daß wir noch weit davon entfernt sind, die Temperatur für diese Condensation mit einiger Sicherheit berechnen zu können. Siehe Zöllner's hieher gehörige theoretische Untersuchungen (Verhandl. d. Gesellsch. d. Wissensch. zu Leipzig 1871).

Himmelskörper entlehnt werden; denn ist es einmal zugegeben, daß ein Gas in jeglichem Grad von Verdünnung existiren kann, wie es die Beobachtungen an die Hand zu geben scheinen, so braucht man nicht den in den Himmelsräumen möglicherweise vorhandenen Gasen einen größeren Widerstand zuzuschreiben als man jedenfalls genöthigt ist, beim Aether vorauszusetzen. Dieß würde in mehrerer Hinsicht die Ansichten über verschiedene kosmische Verhältnisse modificiren. Jedenfalls muß ein verändertes Gesetz über die Abnahme der Elasticität und Dichtigkeit in der Atmosphäre eine Revision der Theorie der astronomischen Refraction usw. wünschenswerth machen. Allein ich kann hier, wie gesagt, nur hindeuten auf einige der wichtigen Fragen, welche durch das in Rede stehende Verhältniß veranlaßt werden. Die wichtigste unter allen berührt natürlich die Theorie der Gase selbst.

§. 16.

Ich schreite nun zur Mittheilung auch der Beobachtungen die mit anderen Gasen als atmosphärischer Luft gemacht wurden. Bei Berechnung dieser Versuche sahe ich mich genöthigt, einen etwas anderen Weg einzuschlagen als zuvor. Da nämlich die Anzahl der Beobachtungen im Verhältniß zur Größe des Beobachtungsfehlers zu klein ist, so habe ich, wie zuvor, die Beobachtungen (a , b) und (b , c), (c , d), (d , e), (e , f) und (f , g) zusammengenommen, obwohl man mit so wenigen Beobachtungen, als hier zu Gebote standen, nicht einmal auf diesem Stadium der Versuchsreihe eine größere Genauigkeit im Endresultat erwarten kann; dagegen habe ich, was die höheren Verdünnungen betrifft, es für ganz nothwendig erachtet, (g , h), (h , i), (i , k), (k , l) in ein Mittel zusammen zu legen, während die übrigen Beobachtungen, als zu wenige gegen die Größe des Beobachtungsfehlers, nicht mit in Rechnung genommen wurden. Der Vortheil mehrere dieser Gruppen (a , b), (b , c) usw. in der Berechnung zusammenzufassen, besteht nicht bloß darin, daß man das Mittel aus einer größeren Anzahl von Beobachtungen zu berechnen hat, sondern auch

darin, daß dieselbe GröÙe, welche in (a, b) als E' eingeht, in (b, c) als E erscheint, usw.; dies hat zur Folge, daß wenn dieselbe im ersteren Falle dazu beiträgt, ein zu großes Endresultat zu geben, sie im letzteren Falle beiträgt ein zu kleines Resultat zu liefern und umgekehrt, wodurch eine bedeutende Compensation entsteht, da beide in ein und dasselbe Medium eingehen. Ich glaube deshalb, obwohl vergleichungsweise der Beobachtungen wenige sind, doch die erstgenannte Zusammenstellung (g, h) . . . (k, l) ein ziemlich zuverlässiges Resultat giebt im Vergleich mit den Resultaten bei den geringeren Verdünnungen.

D) Versuche mit Sauerstoffgas ¹⁾.

Erste Reihe.

a)	$E = 772,055$;	$e = 2,033$;	$n = 41,39$.
b)	$E = 525,859$;	$e = 2,151$;	$n = 29,09$.
c)	$E = 357,894$;	$e = 1,951$;	$n = 20,70$.
d)	$E = 244,051$;	$e = 1,951$;	$n = 14,96$.
e)	$E = 166,406$;	$e = 1,850$;	$n = 11,03$.
f)	$E = 113,782$;	$e = 1,550$;	$n = 8,38$.
g)	$E = 77,844$;	$e = 1,650$;	$n = 6,59$.
h)	$E = 53,869$;	$e = 1,650$;	$n = 5,36$.
i)	$E = 37,467$;	$e = 1,850$;	$n = 4,56$.
k)	$E = 25,673$;	$e = 1,850$;	$n = 3,98$.
l)	$E = 18,293$;		$n = 3,59$.

Zweite Reihe.

a)	$E = 764,707$;	$e = 2,850$;	$n = 41,17$.
b)	$E = 520,478$;	$e = 2,350$;	$n = 28,97$.
c)	$E = 354,503$;	$e = 2,150$;	$n = 20,66$.
d)	$E = 241,569$;	$e = 2,350$;	$n = 14,97$.

- 1) Das Sauerstoffgas ward aus einem Gemenge von chlorsaurem Kali und Braunstein bereitet. Der Braunstein war zuvor geglüht worden, um ihn von organischen Stoffen zu reinigen. Das chlorsaure Kali war bei einer Temperatur getrocknet nahe der bei seiner Zersetzung. Das Gas wurde durch Kalkmilch geleitet, um alle möglicherweise entwickelten Chlorverbindungen abzuschneiden.

e)	$E = 165,346;$	$e = 2,550;$	$n = 11,08.$
f)	$E = 113,213;$	$e = 1,950;$	$u = 8,44.$
g)	$E = 77,159;$	$e = 1,849;$	$n = 6,64.$
h)	$E = 53,021;$	$e = 1,849;$	$n = 5,43.$
i)	$E = 36,876;$	$e = 1,849;$	$n = 4,60.$
k)	$E = 25,876;$	$e = 1,949;$	$n = 4,04.$
l)	$E = 18,087;$		$n = 3,65.$

Dritte Reihe.

a)	$E = 763,851;$	$e = 3,584;$	$n = 40,62.$
b)	$E = 520,388;$	$e = 2,651;$	$n = 28,46.$
c)	$E = 353,912;$	$e = 3,084;$	$n = 20,14.$
d)	$E = 241,632;$	$e = 2,351;$	$n = 14,45.$
e)	$E = 165,518;$	$e = 2,351;$	$n = 10,59.$
f)	$E = 113,274;$	$e = 2,284;$	$n = 7,94.$
g)	$E = 77,699;$	$e = 2,151;$	$n = 6,17.$
h)	$E = 53,364;$	$e = 2,151;$	$n = 4,94.$
i)	$E = 36,684;$	$e = 2,451;$	$n = 4,12.$
k)	$E = 25,688;$	$e = 2,151;$	$n = 3,56.$
l)	$E = 18,630;$		$n = 3,19.$

Vierte Reihe.

a)	$E = 774,668;$	$e = 1,549;$	$n = 40,78.$
b)	$E = 527,709;$	$e = 2,983;$	$n = 28,41.$
c)	$E = 358,976;$	$e = 2,683;$	$n = 19,97.$
d)	$E = 245,134;$	$e = 2,350;$	$n = 14,20.$
e)	$E = 167,346;$	$e = 2,583;$	$n = 10,26.$
f)	$E = 114,358;$	$e = 2,250;$	$n = 7,58.$
g)	$E = 78,746;$	$e = 2,350;$	$n = 5,78.$
h)	$E = 54,418;$	$e = 2,450;$	$n = 4,56.$
i)	$E = 37,744;$	$e = 2,783;$	$n = 3,72.$
k)	$E = 26,748;$	$e = 2,450;$	$n = 2,18.$
l)	$E = 18,615;$		$n = 2,76.$

Fünfte Reihe.

- a) $E = 783,575$; $e = 4,451$; $n = 40,80$.
 b) $E = 534,384$; $e = 3,550$; $n = 28,32$.
 c) $E = 364,189$; $e = 2,784$; $n = 19,82$.
 d) $E = 248,196$; $e = 2,584$; $n = 13,96$.
 e) $E = 169,666$; $e = 2,451$; $n = 9,99$.
 f) $E = 116,235$; $e = 2,351$; $n = 7,29$.
 g) $E = 79,486$; $e = 2,251$; $n = 5,45$.
 h) $E = 54,792$; $e = 2,151$; $n = 4,20$.
 i) $E = 38,155$; $e = 2,251$; $n = 3,35$.
 k) $E = 26,791$; $e = 2,151$; $n = 2,81$.
 l) $E = 18,952$; $n = 2,41$.

Die Berechnung dieser Zahlen giebt folgenden Werth
von $\frac{V+V'}{V}$.

1. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (a, b) und (b, c)

1,47116

1,47273

1,47298

1,47183

1,47224

1,47444

1,47231

1,47449

1,47140

1,47243

Mittel = 1,47260

2. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (c, d) und (d, e)

1,47030

1,47190

1,47177

1,46741

1,47074

1,46622

1,46960

1,47120

1,47271

1,46975

1,47016

3. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (e, f) und (f, g)

1,46971

1,47046

1,47065

1,47881

4. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (g, h), (h, i), (i, k) und (k, l)

1,45844

1,45721

1,49428

1,44798

1,47054	1,47103
1,47113	1,46018
1,47360	1,45706
1,46493	1,48182
1,46911	1,47449
1,47581	1,48227
Mittel = 1,47147	1,47239
	1,42747
	1,46654
	1,47167
	1,45803
	1,50229
	1,46930
	1,46130
	1,46226
	1,46571
	Mittel = 1,46709

Aus diesen Mittelwerthen geht ebenfalls unverkennbar hervor, daß der Werth von $\frac{V+V'}{V}$ mit höheren Verdünnungen abnimmt. Was den ursprünglichen Werth betrifft, so ist dieser, wie zu erwarten stand, hauptsächlich gleich mit dem für die Luft gefundenen. Bei den vorstehenden, sowohl mit Sauerstoffgas als mit Stickgas angestellten Versuchen, zeigte sich ein gleiches Verhalten bei beiden Gasen, so daß also für sie dasselbe Gesetz gilt wie für Luft. Und da Regnault auch bei höheren Drucken dasselbe für Stickgas gefunden hat, so kann man also dieses Gesetz sowohl auf atmosphärische Luft als auf deren beide Bestandtheile anwenden.

E. Versuche mit Kohlensäuregas ¹⁾.

Erste Reihe.

- a) $E = 760,455$; $e = 1,751$; $n = 40,26$.
 b) $E = 518,381$; $e = 1,784$; $n = 28,16$.

1) Das Kohlensäuregas ward aus weißem carrarischem Marmor und verdünnter Chlorwasserstoffsäure bereitet, und darauf durch Wasser und verdünnte Schwefelsäure geleitet.

c)	$E = 353,242$; ^{mm}	$e = 2,146$; ^{mm}	$n = 19,86$.
d)	$E = 240,680$;	$e = 2,213$;	$n = 14,16$.
e)	$E = 164,110$;	$e = 1,550$;	$n = 10,27$.
f)	$E = 111,940$;	$e = 1,450$;	$n = 7,65$.
g)	$E = 76,814$;	$e = 1,550$;	$n = 5,86$.
h)	$E = 52,743$;	$e = 1,650$;	$n = 4,65$.
i)	$E = 36,350$;	$e = 1,883$;	$n = 3,80$.
k)	$E = 24,930$;	$e = 1,650$;	$n = 3,24$.
l)	$E = 17,732$;		$n = 2,86$.

Zweite Reihe.

a)	$E = 775,403$;	$e = 1,784$;	$n = 40,40$.
b)	$E = 528,680$;	$e = 1,551$;	$n = 28,06$.
c)	$E = 360,188$;	$e = 1,551$;	$n = 19,61$.
d)	$E = 245,017$;	$e = 1,750$;	$n = 13,80$.
e)	$E = 167,461$;	$e = 1,750$;	$n = 9,85$.
f)	$E = 114,032$;	$e = 1,913$;	$n = 7,17$.
g)	$E = 78,233$;	$e = 2,083$;	$n = 5,36$.
h)	$E = 53,926$;	$e = 1,650$;	$n = 4,14$.
i)	$E = 36,857$;	$e = 1,650$;	$n = 3,30$.
k)	$E = 25,584$;	$e = 1,550$;	$n = 2,75$.
l)	$E = 17,930$;		$n = 2,35$.

Dritte Reihe.

a)	$E = 779,241$;	$e = 1,514$;	$n = 41,13$.
b)	$E = 531,877$;	$e = 1,351$;	$n = 28,77$.
c)	$E = 362,511$;	$e = 1,151$;	$n = 20,30$.
d)	$E = 247,185$;	$e = 1,551$;	$n = 14,48$.
e)	$E = 168,384$;	$e = 1,551$;	$n = 10,50$.
f)	$E = 114,724$;	$e = 1,651$;	$n = 7,80$.
g)	$E = 78,762$;	$e = 1,551$;	$n = 5,97$.
h)	$E = 53,846$;	$e = 1,451$;	$n = 4,74$.
i)	$E = 36,972$;	$e = 1,751$;	$n = 3,89$.
k)	$E = 25,740$;	$e = 1,651$;	$n = 3,32$.
l)	$E = 18,092$;		$n = 2,94$.

Hieraus ergeben sich folgende Werthe von $\frac{V+V'}{V}$:

1. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (a, b) und (b, c)

1,46968

1,47035

1,46939

1,47030

1,46756

1,46946

Mittel = 1,46946

2. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (c, d) und (d, e)

1,47194

1,47270

1,47309

1,46775

1,46880

1,47210

Mittel = 1,47106

3. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (e, f) und (f, g)

1,47214

1,46549

1,47537

1,46844

1,47369

1,46577

Mittel = 1,47015

4. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (g, h), (h, i), (i, k) und (k, l)

1,46950

1,47164

1,49470

1,44674

1,46816

1,48403

1,47018

1,46639

1,47575

1,47429

1,46739

1,46436

Mittel = 1,47109

Regnault hat gefunden, daß das Kohlensäuregas sich ebenso wie die atmosphärische Luft verhält, nur mit dem Unterschied, daß die Abweichung vom Mariotte'schen Gesetz bei ihr größer ist als bei der Luft. Diefß geht auch aus vorstehenden Mittelwerthen hervor, in denen auch der ursprüngliche Werth kleiner ist als der entsprechende Werth für Luft, welcher selbst kleiner ist als er nach dem Mariotte'schen Gesetz seyn müßte. Auch

die übrigen Mittelwerthe sind kleiner als der letztere Werth und bestätigen für höhere Verdünnungen das genannte, von Regnault gefundene Verhältniß. Dagegen scheint das Kohlensäuregas sich in Bezug auf die *Veränderungen* des in Rede stehenden Verhältnisses bei steigender Verdünnung ganz anders als die Luft zu verhalten; allein die Beobachtungen sind zu unsicher um für diesen Fall einen bestimmten Schluß aus ihnen zu ziehen.

F. Versuche mit Wasserstoffgas ¹⁾.

Erste Reihe.

a)	$E = 775,341$; ^{mm}	$e = 1,697$; ^{mm}	$n = 40,77$.
b)	$E = 527,046$;	$e = 1,634$;	$n = 28,40$.
c)	$E = 358,716$;	$e = 1,897$;	$n = 19,98$.
d)	$E = 244,130$;	$e = 1,648$;	$n = 14,19$.
e)	$E = 166,098$;	$e = 1,697$;	$n = 10,26$.
f)	$E = 113,255$;	$e = 1,497$;	$n = 7,60$.
g)	$E = 77,441$;	$e = 1,348$;	$n = 5,76$.
h)	$E = 52,550$;	$e = 1,597$;	$u = 4,52$.
i)	$E = 36,223$;	$e = 1,364$;	$n = 3,69$.
k)	$E = 25,108$;	$e = 1,348$;	$n = 3,12$.
l)	$E = 17,567$;	$e = 1,548$;	$n = 2,77$.
m)	$E = 12,352$;	$e = 1,548$;	$n = 2,51$.
n)	$E = 8,940$;	$e = 1,597$;	$n = 2,35$.
o)	$E = 6,492$;		$n = 2,23$.

Zweite Reihe.

a)	$E = 771,043$; ^{mm}	$e = 1,763$; ^{mm}	$n = 40,81$.
b)	$E = 525,324$;	$e = 1,396$;	$n = 28,52$.
c)	$E = 357,059$;	$e = 1,545$;	$u = 20,10$.
d)	$E = 243,203$;	$e = 1,663$;	$n = 14,38$.

- 1) Das Wasserstoffgas wurde aus Zink und verdünnter Chlorwasserstoffsäure bereitet, und dann geleitet erst durch Kalilauge, um es von Schwefelwasserstoff zu befreien, und dann durch eine Röhre, die Baumwolle befeuchtet mit Quecksilberchlorid enthielt, um Arsenwasserstoff abzuschneiden.

e)	$E = 165,529;$	$e = 1,663;$	$n = 10,45.$
f)	$E = 112,764;$	$e = 1,663;$	$n = 7,80.$
g)	$E = 77,088;$	$e = 1,545;$	$n = 5,98.$
h)	$E = 52,890;$	$e = 1,663;$	$n = 4,79.$
i)	$E = 36,409;$	$e = 1,563;$	$n = 3,97.$
k)	$E = 24,738;$	$e = 1,545;$	$n = 3,39.$
l)	$E = 17,478;$	$e = 1,663;$	$n = 3,03.$
m)	$E = 12,466;$	$e = 1,663;$	$n = 2,78.$
n)	$E = 8,722;$	$e = 1,663;$	$n = 2,60.$
o)	$E = 6,827;$		$n = 2,50.$

Dritte Reihe.

a)	$E = 768,664;$	$e = 1,293;$	$n = 40,83.$
b)	$E = 522,290;$	$e = 1,545;$	$n = 28,45.$
c)	$E = 355,324;$	$e = 1,545;$	$n = 20,10.$
d)	$E = 241,770;$	$e = 1,545;$	$n = 14,36.$
e)	$E = 164,325;$	$e = 1,396;$	$n = 10,42.$
f)	$E = 112,242;$	$e = 1,396;$	$n = 7,79.$
g)	$E = 76,294;$	$e = 1,545;$	$n = 5,98.$
h)	$E = 52,763;$	$e = 1,545;$	$n = 4,78.$
i)	$E = 36,569;$	$e = 1,545;$	$n = 3,96.$
k)	$E = 24,764;$	$e = 1,645;$	$n = 3,40.$
l)	$E = 17,315;$	$e = 1,396;$	$n = 3,00.$
m)	$E = 11,982;$	$e = 1,445;$	$n = 2,76.$
n)	$E = 9,117;$	$e = 1,345;$	$n = 2,59.$
o)	$E = 6,417;$		$n = 2,47.$

Vierte Reihe.

a)	$E = 759,759;$	$e = 1,715;$	$n = 40,07.$
b)	$E = 516,849;$	$e = 1,415;$	$n = 27,95.$
c)	$E = 351,717;$	$e = 1,664;$	$n = 19,66.$
d)	$E = 239,293;$	$e = 1,285;$	$n = 13,99.$
e)	$E = 162,806;$	$e = 1,515;$	$n = 10,11.$
f)	$E = 110,606;$	$e = 1,763;$	$n = 7,48.$
g)	$E = 75,617;$	$e = 1,052;$	$n = 5,70.$
h)	$E = 52,094;$	$e = 1,152;$	$n = 4,50.$

i)	$E = 35,574;$	$e = 1,152;$	$n = 3,69.$
k)	$E = 24,770;$	$e = 1,297;$	$n = 3,12.$
l)	$E = 17,442;$	$e = 1,415;$	$n = 2,74.$
m)	$E = 12,397;$	$e = 1,197;$	$n = 2,50.$
n)	$E = 8,837;$	$e = 1,197;$	$n = 2,30.$
o)	$E = 6,260;$		$n = 2,18.$

Fünfte Reihe.

a)	$E = 771,343;$	$e = 0,953;$	$n = 40,46.$
b)	$E = 524,861;$	$e = 1,152;$	$n = 28,12.$
c)	$E = 356,756;$	$e = 0,951;$	$n = 19,70.$
d)	$E = 242,714;$	$e = 1,195;$	$n = 13,95.$
e)	$E = 165,083;$	$e = 1,134;$	$n = 10,03.$
f)	$E = 112,368;$	$e = 1,052;$	$n = 7,38.$
g)	$E = 76,796;$	$e = 1,052;$	$n = 5,57.$
h)	$E = 52,807;$	$e = 0,952;$	$n = 4,38.$
i)	$E = 36,596;$	$e = 0,934;$	$n = 3,55.$
k)	$E = 24,986;$	$e = 1,033;$	$n = 2,99.$
l)	$E = 17,585;$	$e = 1,251;$	$n = 2,62.$
m)	$E = 12,555;$	$e = 0,934;$	$n = 2,35.$
n)	$E = 8,813;$	$e = 1,034;$	$n = 2,18.$
o)	$E = 6,857;$		$n = 2,06.$

Sechste Reihe.

a)	$E = 773,777;$	$e = 1,351;$	$n = 40,68.$
b)	$E = 526,316;$	$e = 1,034;$	$n = 28,33.$
c)	$E = 358,108;$	$e = 0,933;$	$n = 19,93.$
d)	$E = 243,555;$	$e = 1,034;$	$n = 14,15.$
e)	$E = 165,781;$	$e = 1,133;$	$n = 10,22.$
f)	$E = 113,515;$	$e = 1,133;$	$n = 7,57.$
g)	$E = 77,409;$	$e = 0,934;$	$n = 5,76.$
h)	$E = 53,182;$	$e = 1,482;$	$n = 4,55.$
i)	$E = 36,829;$	$e = 1,033;$	$n = 3,72.$
k)	$E = 25,355;$	$e = 1,133;$	$n = 3,17.$
l)	$E = 17,913;$	$e = 1,033;$	$n = 2,78.$

- m) $E = 13,006$; $e = 0,033$; $n = 2,55$.
 n) $E = 9,314$; $e = 1,033$; $n = 2,36$.
 o) $E = 6,792$; $n = 2,28$.

Ich habe die Versuche mit dem Wasserstoffgas bis zur äußersten Verdünnung getrieben, theils wegen des besonderen Interesses, welches sich in gegenwärtiger Untersuchung an dieses Gas knüpft, theils um zu sehen, wie weit es bei Versuchen mit diesem leichten Körper (das spec. Gewicht des Wasserstoffs bei der höchsten Verdünnung ist ungefähr $= \frac{1}{1400}$ von dem der atmosphärischen Luft an der Erdoberfläche) möglich seyn würde, den Beobachtungsfehler innerhalb derselben Gränzen zu halten, welche bei Versuchen mit der Luft vorkommen. Die Erfahrung hat in dieser letzten Hinsicht bejahend geantwortet, und es leidet also keinen Zweifel, daß man auch bei dieser Gasart durch eine hinreichende Anzahl von Beobachtungen eine befriedigende Genauigkeit in den Resultaten erlangen kann, selbst bei den höchsten Verdünnungen. Hier habe ich, wegen unzulänglicher Anzahl von Beobachtungen, geglaubt, die Beobachtungen unter Litt. m, n, o von der Berechnung der Media ausschließen zu müssen, und gehe also auf dieselbe Weise zu Werke wie zuvor bei dem Sauerstoffgase und dem Kohlensäuregase. Folgendes sind die so erhaltenen Werthe:

1. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (a, b) und (b, c)

1,47379
 1,47183
 1,47054
 1,47361
 1,47395
 1,47244
 1,47266
 1,47187
 1,47162

2. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (c, d) und (d, e)

1,47307
 1,47425
 1,47120
 1,47377
 1,47276
 1,47552
 1,47315
 1,47328
 1,47175

$$\begin{array}{r}
 1,47322 \\
 1,47253 \\
 1,47157 \\
 \hline
 \text{Mittel} = 1,47247
 \end{array}$$

$$\begin{array}{r}
 1,47342 \\
 1,47220 \\
 1,47183 \\
 \hline
 \text{Mittel} = 1,47302
 \end{array}$$

3. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (e, f) und (f, g)

$$\begin{array}{r}
 1,47322 \\
 1,47097 \\
 1,47449 \\
 1,47241 \\
 1,46940 \\
 1,47947 \\
 1,47803 \\
 1,47315 \\
 1,47344 \\
 1,46902 \\
 1,46460 \\
 1,47275 \\
 \hline
 \text{Mittel} = 1,47258
 \end{array}$$

4. Werth von $\frac{V+V'}{V}$

nach (g, h), (h, i), (i, k) und (k, l)

$$\begin{array}{r}
 1,48546 \\
 1,47075 \\
 1,46730 \\
 1,49465 \\
 1,47059 \\
 1,47357 \\
 1,50280 \\
 1,45477 \\
 1,45875 \\
 1,46157 \\
 1,50763 \\
 1,47458 \\
 1,46015 \\
 1,47916 \\
 1,45662 \\
 1,45305 \\
 1,46279 \\
 1,45402 \\
 1,48189 \\
 1,44634 \\
 1,46299 \\
 1,46187 \\
 1,47093 \\
 1,44267 \\
 \hline
 \text{Mittel} = 1,46895
 \end{array}$$

Der letztgenannte Werth, dessen wahrscheinlicher Fehler ungefähr = 0,00223 ist, giebt das überraschende Resultat, daß das Wasserstoffgas sich bei höheren Verdünnungen wie die atmosphärische Luft verhält, ein Resultat,

welches, wenn es sich bestätigt, von außerordentlichem Interesse ist. Ich habe zuvor alle Vorsichtsmaafsregeln angegeben, durch welche ich die Sicherheit der Beobachtungen möglichst zu befördern suchte. Gegenüber einem so merkwürdigen Resultate als das eben angeführte, ist es jedoch klar, daß man argwöhnen muß, es habe sich doch ein Fehler eingeschlichen. Ich kann jedoch nichts anderes thun, als dieses Resultat ganz einfach, sowie es aus meinen Beobachtungen hervorgeht, anderen Beobachtern, denen vielleicht bessere Methoden und Hilfsmittel wie mir zu Gebote stehen, zur Prüfung zu überlassen. Hier bleibt nur hinzuzufügen, in wie weit dies Resultat vielleicht von anderen Umständen bestätigt wird. Ich darf dabei nicht unterlassen zu erwähnen, daß auch die Beobachtungen bei den höchsten Verdünnungen (von welchen ich, wie gesagt, die Mittel nicht angeführt habe, weil der Beobachtungsfehler im Verhältniß zur Anzahl der Beobachtungen zu groß war) dasselbe Resultat geben. Wenn man nämlich aus den Beobachtungen (l, m) , (m, n) und (n, o) den Werth von $\frac{v+v'}{v}$ berechnet, so findet man in der That als Mittel aus 13 Beobachtungen die Zahl 1,45548, mit einem ungefähren wahrscheinlichen Fehler von 0,00851.

Das in Rede stehende Verhältniß setzt voraus, daß das Wasserstoffgas sich bei einer gewissen Dichtigkeit strengte dem Mariotte'schen Gesetze gemäß verhalte, bei größerer Dichtigkeit aber auf die von Regnault's Beobachtungen dargethane Weise, und bei geringerer Dichtigkeit so, wie es meine Beobachtungen zu beweisen scheinen. Es ist also von Wichtigkeit zu untersuchen, in wie weit die Beobachtungen auf einen solchen Uebergangspunkt hindeuten.

Wenn wir Regnault's Bezeichnungsweise beibehalten,

und setzen $\frac{v_0}{v_1} = x$, so ist bei höheren Drucken $x > 1$ für

Luft und die übrigen Gase, dagegen < 1 für Wasserstoff-

gas. Was nun die höchsten Werthe von $\frac{V+V'}{V}$ für das Wasserstoffgas nach meinen Beobachtungen betrifft, so ist es unmöglich zu sagen, was anders dieselben zu bedeuten haben, als daß diese Werthe merklich höher sind als die entsprechenden bei der Luft; so müßte das Wasserstoffgas sich auf diesem Stadium verhalten, entweder wie es Regnault bei höheren Drucken gefunden, oder gemäß dem Mariotte'schen Gesetz oder endlich, wenn es demselben Gesetze wie die Luft folgt, doch so, daß dieß letztere mit geringerer Abweichung vom Mariotteschen Gesetze geschieht als es bei der Luft der Fall ist. Da nun nach Regnault's Versuchen für Luft zwischen 1 bis 2 Atm. der Werth von α ist 1,001378, so müßte der Werth von α für Wasserstoffgas bei den höheren von mir untersuchten Drucken jedenfalls $< 1,001378$ seyn. Leider können meine Beobachtungen, was das Wasserstoffgas betrifft, nicht unmittelbar mit denen Regnault's verknüpft werden, weil letztere sich für dieses Gas nicht weiter herab als bis zu 3 Atm. erstrecken; allein, da der Werth von α zwischen 3 bis 6 Atm. im Mittel $= 0,998978$ ist, und derselbe mit abnehmendem Druck ziemlich rasch wächst (zwischen 5 — 10 Atm. ist er z. B. 0,997223, zwischen 10 — 20 Atm. 0,994690 usw.) und er folglich in der Nähe der von mir untersuchten Drucke bedeutend $> 0,998978$, so scheint es nicht unannehmbar, daß er irgend wo zwischen den von den erwähnten Beobachtungen angegebenen Grenzen die Zahl 1 erreiche, was dem Mariotte'schen Gesetze entspricht. Aus der graphischen Darstellung, welche Regnault von seinen Beobachtungen gegeben hat, mit den Drucken als Abscissen und $\alpha - 1$ als Ordinaten zeigt sich auch, daß die Curve sowohl für die Luft wie für das Wasserstoffgas ihre Concavität gegen die Abscissenaxe wendet, die Wasserstoffcurve aber bedeutend steiler ist als die andere (wie man auch aus den angeführten Zahlen ersieht), was der obigen Vermuthung zur Stütze dient. Eine fernere Stütze für dieselbe Vermuthung liegt

in den Werthen von $\frac{V+V'}{V}$ unter Litt. (1), (2) und (3) Seite 597, welche, wenn man sie mit den entsprechenden für Luft vergleicht, auf die Nähe eines Maximums zu deuten scheinen. Sollte ein solcher Inflexionspunkt in der Elasticitätscurve des Wasserstoffgases stattfinden, so wäre es gewiß eine der merkwürdigsten Eigenschaften dieses in so mancher Hinsicht merkwürdigen Gases. Da bei dieser Annahme die Veränderungen *unterhalb* dieses Punktes entgegengesetzte Richtungen haben, wie *oberhalb* desselben und das Wasserstoffgas folglich sich bei größeren Verdünnungen wie die übrigen Gase verhält, so will es scheinen, als wäre das angeführte Gesetz in Bezug auf die Zunahme der GröÙe $\frac{E}{a}$ mit steigender Verdünnung ein *allgemein gültiges* für alle gasförmigen Körper, und man dürfte hinzusetzen, daß es scheint, als könne ein Gas eigentlich nur unter dieser Annahme die Bedingungen eines vollkommenen Gaszustandes erfüllen.

§. 17.

Obgleich diese Versuche zunächst bezweckten, die Beobachtungsmethoden selbst zu untersuchen, und zu ermitteln, wie weit es möglich wäre, die Elasticitätsveränderungen der Gase bei sehr geringen Drucken experimentell zu bestimmen, so habe ich doch geglaubt, so weitläufig, wie es geschehen, mich bei den Resultaten dieser vorläufigen Versuche aufhalten zu müssen, um dadurch besser an den Tag zu legen, welch' große Wichtigkeit eine erneute Untersuchung mit der höchst möglichen Genauigkeit haben würde. Wenn indess die Schwierigkeit dieser Art von Versuchen die Resultate nur mit dem größten Bedenken annehmen lassen, so glaube ich doch, daß die in Rede stehenden Beobachtungen auch aus diesem letzteren Gesichtspunkt nicht ganz unbeachtenswerth sind. Ohne mich in diesem Falle weiter als zuvor geschehen bei den Beobachtungen selbst und bei den zuvor beschriebenen Vorsichtsmaafsregeln zur Erlangung größt möglicher Genauigkeit.

aufzuhalten, sind es besonders zwei Umstände, die ich hervorzuheben wünsche. Der eine, auf welchen ich meinerseits den größten Werth lege, ist die vollkommene Uebereinstimmung meiner Resultate, bei den höchsten der von mir beobachteten Drucke mit der von Regnault für Luft, Wasserstoff und Kohlensäure gefundenen.

Nach Regnault müßte nämlich bei diesen Drucken der Werth von $\frac{V+V'}{V}$ unwillkürlich *niedriger* ausfallen für Kohlensäure als für Luft, dagegen aber (wenn es auch einen solchen Wendepunkt gebe, wie meine Beobachtungen anzudeuten scheinen) etwas *höher* für Wasserstoffgas, wie es auch wirklich gefunden ist. Dieß scheint mir von großer Bedeutung zu seyn, indem es zeigt, daß meine Beobachtungsmethode, wenigstens bei den höchsten Drucken, Resultate giebt, die in rechter Richtung gehen. Der andere Umstand ist der, daß der Werth von $\frac{V+V'}{V}$ für die Kohlensäure *nicht* abnimmt mit der Verdünnung, sondern eher eine Neigung zeigt, zu wachsen, was zu beweisen scheint, daß in der Methode keine constante Fehlerquelle liegt, welche bei den übrigen Gasen die beobachtete Abnahme im Werth der besagten Größe hätte veranlassen können. Jedenfalls halte ich mich durch die eben angedeuteten Verhältnisse für hinreichend berechtigt, meine Resultate zu veröffentlichen, mögen sie auch durch künftige Untersuchungen anderer Forscher bestätigt oder möglicherweise in einigen Punkten widerlegt werden. Können meine vorläufigen Beobachtungen auch nur dazu dienen, neue Untersuchungen hervorzurufen, die endlich volles Licht über eine für die Wissenschaft so außerordentlich bedeutsame Frage verbreiten, so werde ich sie nicht als vergebens angestellt betrachten.

Diese Beobachtungen wurden, wie gesagt, bei 0° mit den Gasen angestellt. Nach einer Beobachtung von Regnault (*Relation etc. T. 1, p. 148*) verhalten sich die Gase ungleich bei verschiedenen Temperaturen und es wäre daher wichtig, die Untersuchung auch auf andere Tempera-

uren als die genannte auszudehnen. Mit einigen Abänderungen wird der hier beschriebene Apparat auch dazu dienen können.

IV. Ueber eine Variation der Senarmont'schen Methode zur Bestimmung der isothermen Flächen in Krystallen;
von Dr. W. C. Röntgen,
 Privatdocent für Physik an der Universität Straßburg.

Bekanntermaassen hat de Senarmont eine sehr sinnreiche Methode angegeben, um die Fortpflanzung der Wärme in krystallinischen Substanzen zu untersuchen¹⁾. Eine dünne planparallele Krystallplatte, welche in der Mitte durchbohrt und oberflächlich mit einer dünnen Wachsschicht gleichmässig überzogen ist, wird mit ihrer Durchbohrung auf eine heisse Spitze gesteckt; auf diese Weise wird eine Erwärmung der Platte von einem centralen Punkt aus erzielt. War nun dieselbe aus Krystallen, welche nicht zu dem regulären System gehören, in bestimmter Richtung geschnitten, so beobachtete derselbe, daß das Wachs nicht in jeder Richtung gleich rasch schmilzt, sondern daß die Gränze des geschmolzenen Wachses eine ellipsenförmige Gestalt erhält. Er schloß aus dieser Beobachtung auf das verschiedene Wärmeleitungsvermögen der Krystalle der genannten Systeme in verschiedenen Richtungen und erkannte eine Gesetzmässigkeit zwischen den Richtungen des grössten und kleinsten Leitungsvermögens und den Krystallaxen.

Duhamel unterzog diese Resultate einer mathematischen Behandlung, aus welcher hervorgeht, daß die Län-

1) *Ann. de chim. et de phys. Sér. 3. XXI, p. 457, XXII, p. 179.*

Pogg. Ann. Bd. 73, S. 191, Bd. 74, S. 190, Bd. 75, S. 50 u. 482.

gen der Ellipsen-Axen sich verhalten wie die Quadratwurzel aus den für diese Richtungen geltenden Wärmeleitungscoëfficienten.

Später wurde die Senarmont'sche Methode öfters benutzt, um die Lage des Maximums und Minimums der Leitungsfähigkeit von Krystallen zu beobachten, so von den HH. Matteucci ¹⁾, Knoblauch ²⁾, Ångström ³⁾, v. Lang ⁴⁾, dann veröffentlichte in letzterer Zeit Hr. Jannettaz ⁵⁾ eine bei seinen Versuchen angewendete Methode, welche sich in dem Punkt von der Senarmont'schen unterscheidet, daß die erwärmende Spitze anstatt in eine Durchbohrung der Platte gesteckt zu werden, einfach auf dieselbe aufgesetzt wird. Hr. v. Lang, der schon früher diese Methode angab, befürchtete den störenden Einfluss der Strahlung von der Spitze und verwarf dieselbe in Folge dessen.

Schon vor längerer Zeit fand ich bei Gelegenheit einer kurzen Untersuchung über Moser'sche Bilder eine Variation der Senarmont'schen Methode, welche ich im Folgenden mittheilen möchte. Eine recht sauber geputzte Krystallplatte, z. B. ein parallel zur Axe geschliffene Quarzplatte, wird ziemlich stark angehaucht und zwar so, daß der Hauch in gleichmäßiger Schicht, nicht in größeren Tropfen die Platte überdeckt; wird sodann eine in einer Flamme stark erwärmte Metallspitze ⁶⁾ senkrecht auf die Mitte der Platte gesetzt, so beobachtet man, daß der Hauch um die Spitze in einer scharf begränzten, ellipsenförmigen Figur verdunstet. Man kann nun den Versuch bei einer beliebigen GröÙe der Figur unterbrechen und dieselbe durch rasches Aufstreuen von Lycopodium fixiren; klopft man nämlich nach dem Bestäuben die Platte vorsichtig ab,

1) *Ann. de chim. et de phys.* (3) *XLIII*.

2) *Pogg Ann.* Bd. 105, S. 623.

3) *Pogg Ann.* Bd. 86, S. 206.

4) *Pogg Ann.* Bd. 135, S. 29.

5) *Ann. de chim. et de phys.* 1873. *T. XXIX*, p. 5.

6) Ein ungefähr $2\frac{1}{2}$ Mm. dicker zugespitzter Kupferdraht.

so bleibt das *Lycopodium* an den Stellen haften, wo der Hauch nicht verdunstet war, und zwar wird die freigelassene ellipsenförmige Figur so äusserst scharf von dem Pulver begränzt, daß eine Messung der Dimensionen mit großer Präcision vorgenommen werden kann.

Es ist ersichtlich, daß diese Methode einige Vortheile über die Senarmont'sche gewährt; erstens wird das mühsame und heikle Durchbohren der Platte vermieden und kann man in manchen Fällen die Untersuchung sogar an den natürlichen Krystallflächen anstellen; zweitens läßt sich eine Hauchschrift viel regelmässiger auf die Platte bringen als eine Wachsschicht, und die Messung der Ellipsenaxe ist, wie die Versuche beweisen, eine viel schärfere und genauere. Drittens kann man die Versuche bei bedeutend niedriger Temperatur der Spitze anstellen und somit wasserhaltige und spröde Krystalle, wie schwefelsaures Kupferoxyd etc. und organische Substanzen wie Holz, Kautschuk etc. untersuchen¹⁾. Die Versuche erfordern jedoch einige Geschicklichkeit und Uebung und die Methode hat den Uebelstand, daß die verschiedenen Krystallsorten verschieden behandelt werden müssen; während z. B. für Quarz der oben mitgetheilte Versuchsgang am günstigsten war, mußte ich beim schwefels. Kupferoxyd folgendermassen verfahren. Die zu untersuchende Fläche des Krystalls wird auf einer feuchten, matten Glasplatte ein wenig abgeschliffen und polirt; sodann wird die mässig

- 1) Die Methode giebt ein einfaches Mittel an die Hand, um die Aechtheit von Gegenständen, welche angeblich aus Bergkrystall oder Rauchquarz verfertigt seyn sollen, zu untersuchen. Setzt man nämlich irgend welche Metallspitze, z. B. eine ziemlich dicke Stecknadel, welche in einer Flamme erwärmt wurde, auf eine behauchte Fläche eines solchen Gegenstandes, so muß es, wenn derselbe aus Quarz verfertigt ist, jedenfalls einige Flächen geben, auf welchen der Hauch ellipsenförmig um die Spitze verdunstet; denn nur auf derjenigen Fläche, welche senkrecht zur Hauptaxe geschliffen sind, werden kreisförmige Figuren erhalten. In wie weit die Methode anwendbar ist, um ähnliche Prüfungen an Edelsteinen anzustellen, mag hier übergegangen werden.

erwärmte Spitze aufgesetzt und die Fläche erst nachträglich behaucht und bestreut. Es ist weiter günstig, wenn die Spitze bei einem Vorversuch mit einer dünnen Schicht von verwittertem schwefels. Kupferoxyd überdeckt wurde; die Figuren werden ausnehmend schön und scharf, ohne daß eine starke Verwitterung stattfindet.

Allerdings müßte nun noch bewiesen werden, daß der von Hrn. v. Lang befürchtete Einfluß der Strahlung der Spitze verschwindend sey oder daß derselbe in demselben Maasse bei der Senarmont'schen Methode zur Geltung komme. Die Resultate der weiterhin mitgetheilten Versuche scheinen nun auf die Existenz eines solchen Einflusses hinzudeuten, indem die größeren Figuren, welche nach längerer Erwärmung entstanden, ein kleineres Verhältniß der Axen ergaben als die kleineren; vergleicht man aber diese Werthe mit den Senarmont'schen, so ist es ersichtlich, daß *innerhalb meiner Versuchsgränzen der besprochene Fehler* viel kleiner ist als die Fehler der Senarmont'schen Methode, welche offenbar nur von Unregelmäßigkeiten in der Bildung der Wachsfigur herrühren. Sodann ergaben meine Versuche Werthe des Axenverhältnisses, welche für kleinere Figuren größer und für größere Figuren kleiner sind als der Senarmont'sche Mittelwerth; man könnte somit bei den Senarmont'schen Versuchen einen ähnlichen Einfluß vermuthen, wenn derselbe auch nicht aus einer gegenseitigen Vergleichung dieser Versuche hervorgeht. Schließlich möchte ich bemerken, daß es überhaupt fraglich ist, ob die besprochene Aenderung des Axenverhältnisses dem Einfluß der Strahlung zuzuschreiben sey; ich möchte sogar vielmehr annehmen, daß diese Aenderung hauptsächlich in der Versuchsmethode, namentlich in der Anwendung von Platten mit kleineren Dimensionen, begründet sey. Wie erwähnt, sind die Senarmont'schen Versuche zu ungenau, um daraus einen derartigen Einfluß zu erkennen und konnte die Annahme Duhamel's experimentell bewiesenen Constanz dieses Verhältnisses nicht durch dieselben widerlegt werden.

Die folgende Tabelle enthält nun die Resultate von Versuchen mit zwei parallel der Axe geschliffenen Quarzplatten. Dieselben waren quadratisch, Seitenlänge ungefähr 17 Mm.

Große Ellipsen-Axe	2,090	2,180	2,693	2,785	3,100	3,155	3,236	3,316
Kleine Ellipsen-Axe	1,580	1,680	2,050	2,100	2,360	2,424	2,483	2,520
Axenverhältniß	1,323	1,337	1,313	1,326	1,314	1,301	1,303	1,316
3,378	3,416	3,801	4,618	4,650	4,755	4,965	5,430	5,580
5,610	5,650	2,565	2,621	2,912	3,529	3,620	3,680	3,860
4,260	4,340	4,380	4,340	1,317	1,303	1,305	1,308	1,285
1,292	1,287	1,274	1,286	1,281	1,302			

Obige Zahlen sind die Ergebnisse aus drei an verschiedenen Tagen angestellten Versuchsreihen. Drei Versuche wurden cassirt, weil die Figuren nicht scharf ausgebildet waren. Die Messung geschah mit einer Theilmaschine und als Einheiten sind Millim. gewählt. Die Versuche, welche de Senarmont mit Quarzplatten anstellte, ergaben folgende Resultate:

Große Ellipsen-Axe	12,50	11,60	10,00	12,00	13,75	18,00	15,00	9,75
Kleine Ellipsen-Axe	9,75	8,50	7,50	9,00	10,00	14,00	12,00	7,50
Axenverhältniß	1,28	1,35	1,33	1,33	1,37	1,29	1,25	1,30

Die Zahlen beziehen sich ebenfalls auf Millim.

Ich versuchte nun durch weitere Versuche festzustellen, in wie weit die obigen Zahlen verwendbar sind zur Bestimmung des Verhältnisses der Leitungsfähigkeiten in verschiedenen Richtungen des Krystalls, mit anderen Worten ob das von Duhamel theoretisch gefundene Resultat wirklich durch das Experiment bestätigt werde. Trotz mannigfacher Versuche gelangte ich jedoch zu keiner einwurfsfreien Methode und sehe mich somit genöthigt, diese Frage vorläufig offen zu lassen. Nach meinen Erfahrungen scheint es mir in der That sehr wünschenswerth, daß man zu dem Besitz einer Methode gelänge, nach welcher man die

Leitungsfähigkeit eines Krystalles in einer bestimmten Richtung mit genügender Genauigkeit untersuchen könnte. Ich möchte noch dazu bemerken, daß die von Hrn. Pfaff auf Krystalle angewendete Péclet'sche Methode sich mir ebenfalls als ungenügend zeigte, wenigstens bei den gebrauchten Dimensionen; es ist auffällig, daß von Hrn. Pfaff für Quarz und Kalkspath Werthe für das Verhältniß der beiden Hauptwärmeleitungsfähigkeiten gefunden wurden, welche sehr nahe mit den Senarmont'schen Werthen für das Axenverhältniß der Isotherme übereinstimmen. Nach Duhamel müßten die ersten Werthe die Quadrate der letzteren seyn.

Straßburg, December 1873.

**V. Ueber die elektromotorische Kraft des Palladiums in den Gassäulen;
von Prof. Emil Villari in Bologna.**

(Auszug aus den *Rendiconti* des *R. Instit. Lombard*, Ser. III, T. II, übersetzt von A. Brumatti, Zögling d. phys. Inst. in Wien.)

Die letzten Studien Th. Graham's über die Wechselwirkungen des Wasserstoffs und des Palladiums beweisen, daß das Palladium eine energische Anziehungskraft zum Wasserstoff besitzt, so daß es davon in seinen Poren mehr als das 900fache seines eigenen Volumens condensiren kann; und ferner, daß der so condensirte und mit Palladium combinirte Wasserstoff ein bedeutendes Desoxydationsvermögen hat, so daß es die Eisenoxydsalze auf Oxydulsalze reducirt und rothes Cyaneisenkalium in gelbes verwandelt. Der Autor fügt sodann am Ende seiner Arbeit hinzu, daß das Hydrogenium (so nennt er das mit Palladium combinirte

Wasserstoff). die active Form des Wasserstoffs bilde, sowie das Ozon die des Sauerstoffs ¹⁾).

Es geht ferner aus den über die elektromotorische Kraft der Gassäulen gemachten Studien und hauptsächlich aus den Untersuchungen von Beetz hervor, daß ihre elektromotorische Kraft nicht nur von der gegenseitigen Affinität der Gase, aus denen sie zusammengesetzt sind, abhängt, sondern auch von dem Verdichtungsvermögen der festen Körper, die die Elektroden solcher Elemente bilden. So besitzt eine Gassäule mit Platinelektroden eine größere elektromotorische Kraft als die Säulen mit Elektroden aus anderen Metallen, da das Platin als das dichteste, mehr als jeder andere Körper, die Gase, mit denen es in Contact kommt, und vorzugsweise Wasserstoff, zu verdichten im Stande ist ²⁾).

Von diesen Betrachtungen ausgehend, und mit Bezugnahme auf die Studien von Graham, schien es mir, daß einer Gassäule mit Palladiumelektroden eine größere elektromotorische Kraft zukommen müßte, als einer mit Platinelektroden; und die Untersuchungen, die ich darüber angestellt und die ich im Folgenden mittheilen werde, haben in der That meine Voraussetzungen vollkommen bestätigt.

Meine ersten Untersuchungen bezogen sich auf das directe Vergleichen der elektromotorischen Kräfte zweier Gaselemente, das eine mit Platin-, das andere mit Palladiumelektroden unter einander. Jedoch die vielen störenden und secundären Wirkungen, die bei solchen Untersuchungen immer auftreten, entstellten die ganze Erscheinung so, daß es mir trotz langer und geduldiger Nachforschungen unmöglich war, fixe und constante Resultate zu erhalten. Ich war daher genöthigt, das Phänomen auf seine größte Einfachheit zurückzuführen und es dann zu studiren; ich stellte zu dem Behufe zuerst Untersuchungen an über die Wirkung des Palladiums auf Wasserstoff im

1) Graham, Pogg. Ann. Bd. 136, S. 317.

2) Beetz, Wüllner's Physik Bd. II, S. 928 alt, Bd. IV, S. 508 neu.

Poggendorff's Annal. Bd. CLI.

Vergleiche mit jener des Platins auf dieses Gas; hierauf verglich ich die Wirkung des Platins und des Palladiums auf Sauerstoff und endlich verglich ich zwei Gassäulen unter einander, von denen eine mit Platinelektroden, die andere mit Palladiumelektroden versehen war. Bevor ich jedoch weiter gehe, wird es gut seyn, wenn ich etwas über die Apparate sage, die ich angewendet habe.

Die Gaselemente, mit denen ich experimentirte, bestanden aus etwa 20 Centm. langen, 10 oder 12 Millim. breiten Glasröhren, die an dem einen Ende mit einem Korkstöpsel verschlossen waren, damit die Gase nicht entwichen, und die im Inneren eine Platin- oder Palladiumelektrode enthielten. Diese waren von einer der Röhre entsprechenden Länge, und zwar jene aus Platin in Form eines einen Millimeter dicken Drahtes und jene des Palladiums in Form eines 2 oder 3 Mm. breiten Streifens. Bisweilen wurden auch Palladiumdrähte und Platinstreifen gebraucht. Diese Elektroden mußten ganz rein und glatt seyn, um sie anwenden zu können; daher sie mehrere Minuten lang bis zur Weißgluth an der Flamme eines Gasbläasers erhitzt wurden, sodann wurde das Palladium von einer es umhüllenden röthlichen (wahrscheinlich Sauerstoff-) Schicht befreit, indem man es lange hindurch mit Smirgelpapier oder auch mit (gewöhnlicher, zum Schreiben auf Schiefer dienender) nasser Kreide rieb, wo dann es vollkommen abgewaschen wurde. Sobald es gut geglättet war, wurde es in schwach durch Schwefelsäure angesäuertes Wasser zugleich mit dem ausgeglühten Platin eingetaucht, hierauf wurden beide mit dem Galvanometer in Verbindung gebracht und zu den folgenden Untersuchungen nur dann gebraucht, wenn das Galvanometer entweder keinen Strom zeigte, oder nur wenige Grade abgelenkt ward. Um aber die Elektroden unter einander nicht zu verwechseln, war auf jeder Röhre, worin sie sich befanden, ein Stückchen Papier mit den Anfangsbuchstaben des entsprechenden Gases angeklebt und mit einer Schicht von Wachs und Harz bedeckt, um es vor der Wirkung des angesäuerten

Wassers zu schützen. Das angewandte Galvanometer enthielt einen Draht von 10 oder 12 Tausend Windungen, war sehr wenig astatisch und daher wenig empfindlich. Endlich wurden die verwendeten Gase entweder unmittelbar in den Röhren gewonnen aus der Zersetzung des Wassers, die von einem elektrischen Strome von 4 bis 6 Bunsen'schen Elementen erzeugt war, oder sie wurden mittelst gewöhnlicher chemischer Processe erhalten, nämlich der Wasserstoff aus der Zersetzung des angesäuerten Wassers durch Zink, und der Sauerstoff aus der Zersetzung des reinen oder mit Manganperoxyd gemischten Kaliumchlorats durch Wärme. Nachdem ich dies vorausgeschickt, mögen die Untersuchungen folgen.

I. Untersuchung über den Wasserstoff.

Es wurden zwei Elektroden genommen, die eine aus Platin und die zweite aus Palladium, beide vollkommen geglättet und nachdem sie in ihre entsprechende mit angesäuertem Wasser gefüllte Röhren eingeführt und in ein passendes Gefäß eingetaucht waren, mit dem Galvanometer in Verbindung gebracht, welches um 10° abgelenkt wurde, wobei sich das Platin als negative Elektrode der Verbindung zeigte¹⁾. Die zwei Röhren wurden sodann bis zur Hälfte mit chemischem²⁾ Wasserstoff gefüllt und nach 30 oder mehr Minuten wurden die entsprechenden Elektroden mit dem Galvanometer verbunden, das eine heftige Ausbiegung von 90° und eine bleibende Ablenkung von 50° nachwies; zugleich zeigte sich das Palladium als negatives oder oxydirbares Element dieses Paares. Hier-

- 1) Es darf nicht Wunder nehmen, wenn das Platin in diesen und anderen ähnlichen Fällen sich als eine leichter oxydirbare Substanz als Palladium erwies; denn nach der Erhitzung ist es mit einer sehr unbeständigen Oxydschicht überzogen, die nur sehr schwer vollkommen beseitigt werden kann. Auf diese Eigenthümlichkeit werden wir später zurückkommen.
- 2) Kürze halber werde ich chemische Gase jene nennen, welche mittelst gewöhnlicher chemischer Processe, und physische jene, die aus der elektrolytischen Zersetzung des Wassers erhalten werden.

auf wurden die beiden Elektroden abgewaschen und abgespült in angesäuertem Wasser und die Röhren abermals mit chemischem Wasserstoff gefüllt und die Kette mit dem Galvanometer geschlossen, das eine erste Ablenkung von 90° und eine bleibende von 60° oder 70° zeigte, wobei das Palladium immer als negative Elektrode der Verbindung sich erhielt. Nachdem die Kette 20 Stunden lang geschlossen gelassen und hierauf mit dem Galvanometer in Verbindung gebracht worden, erhielt man 90° als erste und 30° als bleibende Ablenkung, das Palladium noch immer negativ sich zeigend.

Zwei andere Elektroden, Platin und Palladium, wie die ersten hergestellt und geglättet, gaben eine Ablenkung am Galvanometer von 16° , wobei das Platin als negatives Element auftrat. Sie wurden in angesäuertes Wasser eingetaucht, mit 6 Bunsen'schen Elementen in einen Stromgeschlossen und damit angeordnet, daß über jede der beiden sich 45 Minuten lang Wasserstoffgas entwickelte; sodann wurden sie aus der Flüssigkeit herausgezogen, mit einem Tuche von einer sich darüber abgelagerten dunklen Schicht abgewischt, in den entsprechenden Glasröhren eingeschlossen und endlich letztere mittelst desselben Stromes bis zur Hälfte mit Wasserstoff gefüllt. Auf diese Art zusammengestellt gaben sie, wenn sie mit dem Galvanometer zu einem Strom geschlossen wurden, eine anfängliche Ablenkung von 90° und eine bleibende von 56° , wobei das Palladium die negative Elektrode vertrat. Hierauf wurden beide Elektroden wieder wie früher, andere 30 Minuten hindurch der Wirkung des Wasserstoffes ausgesetzt und gaben sodann, mit dem Galvanometer in Verbindung gebracht, den vorigen analoge Resultate. Es ist zu bemerken, daß das mit Wasserstoff beladene Palladium eine Menge Wasserstoffblasen entwickelte, wenn es in angesäuertes Wasser getaucht wurde.

Man entnimmt aus den obigen zwei Untersuchungen, die eigentlich zu wiederholten Malen mit ähnlichen Resultaten angestellt wurden, daß von den zwei in Wasserstoff

eingetauchten Elektroden, Platin und Palladium, das Palladium als negatives oder leichter oxydirbares Element auftritt, und da die genannten zwei gut polirten Metalle fast in demselben Grade von dem angesäuerten Wasser unangreifbar sind, so muß man annehmen, daß der Wasserstoff es ist, welcher im Contact mit Palladium leichter oxydirbar ist als in Verbindung mit Platin. Auch steht es vollkommen im Einklange mit den von Graham über die starke Oxydirbarkeit des Hydrogeniums ausgesprochenen Ideen¹⁾.

Um diese experimentellen Resultate zu erhalten, muß man das Palladium lange Zeit hindurch der Wirkung des chemisch sowohl als physisch erzeugten Wasserstoffes aussetzen. Wenn man dies nicht beachtet, kann es leicht geschehen, daß man bedeutend kleinere, ja sogar ganz entgegengesetzte Ablenkungen beobachtet, besonders wenn man mit chemischem Wasserstoff experimentirt; und in der That zeigt sich im ersten Augenblicke nach dem Contact des Wasserstoffes mit den zwei Elektroden im Allgemeinen der mit Platin in Berührung stehende Wasserstoff als leichter oxydirbar. Diese Anomalie hört aber auf nach einer kürzeren oder längeren Zeit, die bei meinen Untersuchungen nie über 30 Minuten stieg. Deshalb liefs ich in den oben beschriebenen Versuchen das Palladium und das Platin eine halbe Stunde hindurch in der Zersetzung des Wassers als negative Elektroden wirken oder ich liefs die genannten Elektroden noch eine halbe Stunde in Contact mit dem chemischen Wasserstoffgas. Somit braucht das Palladium (denn das Platin zeigt mir scheinbar nichts Aehnliches) eine gewisse Zeit, um sich mit Wasserstoff zu beladen und es hierauf unter der activen Form des Hydrogeniums wieder auszugeben. Graham war durch directe Beobachtungen wirklich auch zu dem Schlusse gekommen, daß die Ladung des Wasserstoffes mit der Zeit bis zu einer gewissen Gränze zunehme.

Es erscheint fast überflüssig hier zu erwähnen, daß

1) Graham, a. a. O. S. 330.

sobald das Palladium einmal mit Wasserstoff beladen ist, man nicht nöthig hat die Berührung dieser Körper fortzusetzen, wenn man abermals mit ihnen experimentiren will; und man kann somit ohne abzuwarten den Wasserstoff nach Belieben wechseln und erneuern, weil er unmittelbar nach oben besprochener Art wirkt. Ja ich bemerke noch, daß das Palladium wegen der großen Menge Wasserstoff, die es unter den erwähnten Umständen zu absorbiren vermag, längere Zeit hindurch so wirken kann, als wäre es im Contact mit Wasserstoff, und es sich als oxydirbares Element zeigen kann, wenn es auch ganz in angesäuertes Wasser eingetaucht wird. So oft man daher eine Untersuchung anstellen will, ist es nothwendig zuerst das Palladium zu dehydrogeniren. Schon Graham hat dafür verschiedene Methoden angegeben. Ich habe in meinen Untersuchungen die Methode, das hydrogenirte Palladium in einer Gasflamme der gewöhnlichen Brenner zu erhitzen, als vorzüglich gefunden; und es ist mir oft aufgefallen, daß der hydrogenirte Palladiumstreifen auf der zuerst von der Flamme getroffenen Stelle sich krümmte, mit der concaven Seite gegen die Flamme selbst gekehrt. Mußte sich dieses wegen einer übermäßigen und plötzlichen Ausdehnung des entweichenden Wasserstoffes krümmen? Es ist gewiß, daß dasselbe bei einem dehydrogenirten Palladium nicht beobachtet wird. Um jedoch sicher zu seyn, daß das Palladium von dem Wasserstoff vollständig befreit sey, erhitze ich es zweimal nach einander bis zur Weißgluth und erhielt es mehrere Minuten bei dieser Temperatur. Dann wird es, gut geglättet, wie wir schon oben bemerkt, von dem angesäuerten Wasser ebenso wenig angegriffen, wie das Platin. Offenbar ist das Glätten allein nicht genügend dem hydrogenirten Palladium die Eigenschaften des reinen Palladiums wieder zu geben.

II. Untersuchungen über den Sauerstoff.

Die Wirkung des Sauerstoffes in den Gassäulen mit Palladiumelektroden ist sehr complicirt und kann in den

vorliegenden Untersuchungen von sehr großem Einfluß seyn. Ich begann daher dieses Studium, indem ich zwei gewöhnliche Röhren nahm, deren eine Platin und die andere Palladium enthielt, beide Metalle so vollkommen polirt, daß sie im Galvanometer gar keinen Strom erzeugten, wenn sie gefüllt und in angesäuertes Wasser getaucht wurden. Ich füllte sodann die beiden Röhren bis zur Hälfte mit chemischem Sauerstoff und beobachtete, daß selbst nach längerer Zeit das Galvanometer auf Null blieb: woraus zu schliessen ist, daß die genannten Metalle entweder gar keinen besonderen Einfluß auf das Sauerstoffgas haben, um dessen Wirkung irgendwie zu ändern; oder daß der Einfluß beider vollkommen gleich ist. Um diese Frage zu entscheiden, nahm ich zwei Glasröhrchen mit zwei vollkommen geglätteten Platindrähten, die in angesäuertes Wasser eingetaucht am Galvanometer keinen merklichen Strom gaben. Ich füllte hierauf das eine der beiden Röhrchen mit chemischem Sauerstoff und hielt das andere wie früher voll von angesäuertem Wasser, ich bemerkte an dem Galvanometer eine kleine Ablenkung, die schnell abnahm und sich auf Null reducirte, wodurch nachgewiesen war, daß das mit Sauerstoff bedeckte Platin für einige Zeit als elektro-positives Element fungirte. Es ist daher klar, daß eine solche vollständig zu vernachlässigende Wirkung (vielleicht aus der Bewegung der Flüssigkeit entstanden) auch dem mit Wasserstoff bedeckten Palladium zuzuschreiben ist und man kann daher behaupten, daß diese Metalle keinen besonderen Einfluß auf dieses Gas ausüben, was mit der bereits bekannten Thatsache übereinstimmt, daß das Platin sowohl als das Palladium gar keinen Sauerstoff absorbirt; wenn es in einem Voltameter als positive Elektrode gebraucht wird ¹⁾.

Die Wirkung des Sauerstoffes ist dagegen sehr lebhaft, wenn er aus der Zersetzung des Wassers mittelst der Elektricität gewonnen wird, da in diesem Falle der Sauerstoff mit einer gewissen Menge von Ozon gemischt

1) Graham, a. a. O. und *Ann. de chim. et phys.* T. 40, p. 502.

ist; und in der That als ich mit zwei vollkommen polirten Platinelektroden experimentirte, beobachtete ich am Galvanometer, daß jene in ozonisirten Sauerstoff eingetauchte Elektrode sich stark elektro-positiv zeigte gegen die in chemischen Sauerstoff eingetauchte.

Bei Palladiumelektroden ist die Erscheinung noch viel verwickelter; denn außer dem aus der elektro-chemischen Zersetzung des Wassers sich bildenden Ozon, überzieht sich nach Graham das Palladium, das in einem Voltameter als positive Elektrode fungirt hat, mit einer dunkelrothen Schicht von Palladiumoxyd. Dieses Oxyd löst sich bald in ungesäuertem Wasser auf, und in kurzer Zeit gewinnt das Metall seinen ursprünglichen Glanz wieder; ferner verhält es sich wie ein stark oxydirender Körper. Ich habe auch wirklich in ungesäuertes Wasser einen oxydirten Platinstreifen eingetaucht, und ein zweites Plättchen aus Palladium oder aus Platin, beide schon ausgeglüht und geglättet, und habe bemerkt, daß das oxydirte Palladium das elektro-positive Element der Verbindung darstellte, so daß das Galvanometer eine bleibende Ablenkung von 70° bis 80° erhielt, die im Zeitraum von einer Stunde, nach vollständiger Aufzehrung des Palladiumoxydes, wieder auf Null zurückkehrte. Das stark ausgeglühte Palladium wirkt auf analoge Weise, jedoch mit bedeutend geringerer Energie; weshalb es nöthig erscheint, das oxydirte Palladium gut zu glätten, bevor man es braucht.

Alle diese Gründe, mit Einschluß jenes der Zeit, die zur Ladung des Palladiums mit Wasserstoff erforderlich ist, erklären deutlich die Verschiedenheit der aus dem directen Vergleich der Palladium- und der Platinsäulen erhaltenen Angaben, die von mir schon am Anfange dieses Aufsatzes erwähnt wurden; ein Vergleich, der erst jetzt angestellt werden kann nach einer vollständigen Durchforschung der vorhergehenden Erscheinungen.

III. Vergleich der beiden Gassäulen.

Ich lud mit den erforderlichen Vorsichtsmaafsregeln eine Platin- und eine Palladiumelektrode mit chemischem Wasserstoff, die nach einer halben Stunde oder noch mehr dem Galvanometer eine bleibende Ablenkung von 60° bis 70° gaben, wobei das Palladium als elektro-negatives Element der Verbindung sich zeigte ¹⁾. Ich lud gleichfalls zwei ähnliche Elektroden mit chemischem Sauerstoff, und sie gaben am Galvanometer gar keinen Strom. Ich bildete hierauf mit diesen Elementen zwei Gassäulen, die eine mit Platin-, die andere mit Palladiumelektroden, setzte sie in Gegenwirkung und schloß die Kette mit dem Galvanometer, das eine anfängliche Ablenkung von 90° angab, die aber in einem fort oscillirend bis auf 20° und 30° herabsank, worauf sie sich nach und nach auf 10° oder 20° reducirte, ja sogar bis auf 0° nach einer gewissen Zeit. Die Ablenkung zeigte ein Vorwalten der Palladiumsäule. Sobald die galvanometrische Ablenkung auf nur wenige Grade gesunken war, verglich ich von Neuem an dem Galvanometer das Platin und das Palladium in Contact mit dem Wasserstoff und erhielt eine bleibende Ablenkung von 60° bis 70° , genau so wie vor diesem Versuche; somit hatten während dieses Vorganges die negativen Elektroden ihre Wirkung nicht verloren. Ich verglich dagegen die zwei mit Sauerstoff bedeckten Platin- und Palladiumelektroden, die anfangs, wie gesagt, dem Galvanometer gar keine Ablenkung gaben und bemerkte nun, daß letzteres eine heftige Ausbiegung von 50° bis 60° zeigte, wobei das Palladium als angreifbares Element der Verbindung erschien. Diese Beobachtung, die ich zu wiederholten Malen anzustellen Gelegenheit hatte, ist ein Zeichen einer secundären Polarität, die sich in der Wirkung der Säule mit Palladiumelektroden kundgiebt, und die ihn an Intensität derart schwächt, bis sie fast gleich

1) Nach einer halben Stunde des Contacts der Metalle mit dem Wasserstoffgas ist es vielleicht rathsam das Gas zu erneuen.

derjenigen mit Platinelektroden wird¹⁾. Ein ähnliches Phänomen tritt bei dem Platin auf, so daß das Platin nicht als positive Elektrode der Palladiumsäule verwendet werden darf; vielleicht könnte man aus der Erhitzung von platinirtem Platin einen Vortheil ziehen. In Bezug auf diese secundären Wirkungen will ich noch etwas hinzufügen. Wenn man, sobald das mit den in Gegenwirkung stehenden Säulen in Verbindung gebrachte Galvanometer nur wenige Grade abgelenkt wird, einige Minuten hindurch eine dieser Säulen mit einem kurzen Kupferdrahte schließt, so wird man bei Fortnahme desselben die Wirkung der anderen Säule vorherrschen sehen; eben wegen der gewöhnlichen secundären Wirkungen, die die mit einem kurzen Drahte geschlossene Säule mehr schwächen als die mit einem langen galvanometrischen Gewinde geschlossene. Analoge Untersuchungen und Vergleiche wurden zwischen zwei mit physischem Wasserstoff und mit chemischem Sauerstoff beladenen Säulen angestellt und man erhielt ähnliche Resultate, obgleich vielleicht etwas weniger auffallend als die vorhergehenden, entsprechend der geringeren elektro-chemischen Differenz zwischen dem Platin und dem hydrogenirten Palladium. Ja ich bemerke hier sogleich, daß der durch die Säule gewonnene Wasserstoff viel energischer und oxydirbarer ist als der durch chemische Processe erhaltene, so daß wenn man eine Glasröhre mit Platinelektroden mit chemischem, und eine zweite mit physischem Wasserstoff anfüllt, und sie am Galvanometer vergleicht, so findet man, daß letzteres eine bleibende Ablenkung von 70° bis 80° erfährt, wodurch sich eine größere Oxydirbarkeit des physischen Wasserstoffs ergibt. Ich weiß nicht, ob diese Beobach-

- 1) Diese secundäre Polarität muß von etwas Wasserstoff (der aus der Zersetzung des Wassers durch den inneren Strom der Gassäule erzeugt wird) bewirkt seyn, welches sich mit dem Sauerstoff, worin das Palladium eingetaucht ist, nicht vereinigt und sich dagegen in letzterem amalgamirt.

tung schon von Anderen gemacht wurde; jedenfalls ist sie einer besonderen Aufmerksamkeit würdig.

Endlich verglich ich zwei Säulen mit einander, welche mit Wasserstoff und Sauerstoff geladen waren, die ich physisch 30 bis 40 Minuten hindurch auf jede der Platin- und Palladiumelektroden entwickelt hatte, und erhielt, nachdem ich die beiden Elemente in Gegenwirkung gesetzt hatte, am Galvanometer eine erste Ablenkung von 90° und eine bleibende von 50° bis 60° , in Folge wieder der vorherrschenden elektromotorischen Kraft der Palladiumsäule. Es ist jedoch in diesem Falle zu bemerken, daß das Palladium, welches als positive Elektrode fungirte, sich während der oben erwähnten Zersetzung des Wassers mit einer dunkelrothen Schicht von Palladiumoxyd überzogen hatte, welche offenbar es ist, die die Wirkung der Säule vergrößert: eine Wirkung, die aber mit der Aufzehrung des Palladiumoxydes nach und nach abnimmt, so daß nach einigen Stunden die Intensität der Ströme der beiden Gassäulen sich fast vollständig compensirt.

Dies sind also die Gesamtwirkungen, die sich in einem Gaselemente mit Palladiumelektroden zeigen. Es ist somit von der Erfahrung vollkommen bestätigt, daß ein solches Element eine größere elektromotorische Kraft besitzt als ein Grove'sches Element, da der mit Palladium in Contact gebrachte Wasserstoff (d. i. die negative Elektrode) viel leichter oxydirbar ist als der mit Platin in Contact stehende Wasserstoff. Diese elektromotorische Kraft nimmt noch weit mehr zu, wenn das Palladium, welches mit Sauerstoff in Contact ist (d. i. die positive Elektrode), oxydirt ist, weil es dann als ein sehr oxydirbarer Körper auftritt.

VI. Ueber einen Apparat zum Erweise der Fortpflanzung des Schalls in Gasen;

von *Hrn. A. Terquem*,

Prof. an d. Facultät d. Wissenschaften zu Lille.

(Uebersandt vom Hr. Verf. aus d. *Mém. de la Soc. des Sciences etc. de Lille*, 1873, Ser. III, Vol. XIII.)

Man hat oft gesucht, die Bewegung der Lufttheilchen bei der Fortpflanzung der Schallwellen mittelst Apparate vorzustellen. Wheatstone hat diese Idee zuerst verwirklicht. Sein Apparat, vervollständigt von Eisenlohr, Prof. der Physik in Carlsruhe, bestand aus einem rechteckigen Holzkasten von etwa 1 Meter Länge, schwarz angestrichen, und mitten auf einer seiner Seiten mit einem longitudinalen Schlitze von ungefähr 1 Centm. Breite versehen. In diesem Kasten befindet sich ein Cylinder von gleicher Länge, welchen man mittelst einer äußeren Handhabe um seine Axe drehen kann. Die Oberfläche dieses Cylinders ist geschwärzt und es ist darauf in Weiß eine Reihe von Curven verzeichnet, deren jede durch die successiven Lagen eines selben Lufttheilchens geht. Man kann begreiflich nur die Portion der Oberfläche des Cylinders sehen, welche sich unter dem Schlitze befindet; und durch die Rotation wird die Verschiebung der Lufttheilchen vorgestellt durch die successiven Portionen jeder Curve, die hinter dem Schlitz zu stehen kommen. Auf diese Weise hat man die durch einen Stofs von geringer Dauer erzeugte Bewegung, die Fortpflanzung eines continuirlichen Tones und die festen Wellen einer tönenden Pfeife auf eine ziemlich genügende Weise darstellen können.

Späterhin haben die HH. Wolf und Diacon¹⁾ diese Cylinder vortheilhaft ersetzt durch Glasplatten, überzogen mit Kienrufs, worin Sinuscurven gezogen waren, längs welchen das Glas seine Durchsichtigkeit offenbar behielt

1) *Mém. de l'Acad. de Montpellier T. IV.*

Indem sie nun diese Platten vor einem Schirm verschoben, der einen schmalen und durch ein intensives Licht beleuchteten Schlitz besaß, konnten sie das Bild von isolirten Lichtpunkten, welche die Lufttheilchen darstellen und durch ihre Verschiebungen eine Idee von den Bewegungen bei der Fortpflanzung des Schalles gaben, mit Hülfe einer Linse auf einen Schirm werfen. Nur sind diese Bewegungen nicht stetig, sondern dauern nur so lange, als man die Platte um eine ihrer Länge gleiche GröÙe fortschiebt. Wenn man freilich die Platte in ihre ursprüngliche Lage zurückführt, entsteht dieselbe Bewegung in umgekehrtem Sinne.

Hr. Crova, Prof. an der Facultät der Wissenschaften zu Montpellier, hat diese Platten durch Glasscheiben ersetzt, auf welchen allgemein excentrische Circonferenzen gezogen waren, welche die Hauptfälle bei der Fortpflanzung des Schalles vorstellten. Man erhält hiermit eine stetige Bewegung, aber der Apparat wird kostspieliger und complicirter.

Bei dem Apparat, welchen ich beschreiben will, bin ich auf die Idee der HH. Wolf und Diacon zurückgegangen, nur habe ich die verschiedenen Phasen der Schallfortpflanzung in möglichst einfache Elemente zerlegt. Die Zeichnungen sind in großem Maafsstabe schwarz auf weißes Papier aufgetragen und darauf durch Photographie reducirt. Die so erhaltenen Negativs sind eben die anzuwendenden Platten, weil die ursprünglich schwarzen Curven durchsichtig bleiben und der Grund der Platte schwarz und undurchsichtig wird. Der ganze Apparat wurde von Hrn. Dubosq so eingerichtet, daß er in seinen Projectionsapparat eingeführt werden konnte.

Er besteht (Fig. 1, Taf. VIII) aus einem rechteckigen Rahmen *MN*, geschlossen am hinteren Theile durch eine Metallplatte, welche eine schmale horizontale Spalte besitzt; in diesem Rahmen befindet sich ein anderer, *PQ*, der mittelst der Stange *tt'* verschiebbar ist und successive die verschiedenen präparirten Platten aufnimmt.

Der ganze Apparat wird in den Dubosq'schen Projectionsapparat gebracht. In *AB* befindet sich eine erste convergirende Linse, fast im Contact mit der engen Spalte, und in *D* ist das Objectiv, welches die schon convergent gemachten Strahlen aufnimmt und von den Lichtpunkten, welche aus der Intersection der engen Spalte des Rahmens und der auf der Platte gezogenen durchsichtigen Curven gebildet werden, ein Bild auf einen Schirm projicirt.

Man kann die acht Platten in drei Reihen zerfallen.

Erste Reihe. Fortpflanzung von Stößen kurzer Dauer.

Platte No. 1 (Fig. 2, Taf. VIII). — Diese Platte repräsentirt die Fortpflanzung eines einzigen durch Condensation erzeugten Stoßes. Gerade Linien bilden eine Art Leiter. Verschiebt man diese Platte, so scheint jedes Lufttheilchen an seinen Ort zu bleiben bis der horizontale Theil, welcher jede vertikale Linie mit der folgenden Linie verknüpft, vor die Spalte kommt. Wenn der leuchtende Punkt, welcher ein Lufttheilchen vorstellt, sich wirklich verschöbe, so würde er wegen Andauer der Lichteindrücke eine helle Linie bilden, umgekehrt giebt der Vorübergang der hellen Linie vor der Spalte die vollständige Täuschung der Verschiebung des hellen Punkts. Man glaubt somit die Mittheilung der Bewegung zu sehen, welche in einer Reihe von Kugeln entsteht, wo jede ihrerseits einen Stoß auf die ihr folgende ausübt und so den von der ersten Kugel erzeugten Stoß fortpflanzt.

Platte No. 2 (Fig. 3, Taf. VIII). — Diese Platte ist fast nach demselben Princip gezeichnet wie die erste und repräsentirt die Fortpflanzung eines einzigen, durch Aspiration oder Dilatation erzeugten Stoßes, wie derselbe entsteht, wenn man am Ende einer Röhre einen dieselbe verschließenden Stöpsel plötzlich abzieht. Man wird leicht erkennen, daß hier die Molecularbewegungen eine der Fortpflanzung entgegengesetzte Richtung haben.

Zweite Reihe. Fortpflanzung der Schallwellen.

Platte No. 3 (Fig. 4, Taf. VIII). — Diese Platte repräsentirt die Fortpflanzung einer einzigen verdichteten Schallwelle, wie sie entsteht, wenn am Anfange einer unbegrenzten Röhre sich ein Stempel befindet, der von außen nach innen während einer wahrnehmbaren Zeit bewegt wird. Es sind hier gerade Linien gezogen, verknüpft mit einander durch halbe Sinusoiden, Tangenten an diesen Linien in den Verknüpfungspunkten. Diese letzteren Punkte liegen in einer geraden Linie, die gegen die vertikalen Linien eine schiefe Richtung hat und durch ihre Neigung die Geschwindigkeit der Schallfortpflanzung anzeigt.

Platte No. 4 (Fig. 5, Taf. VIII). — Diese Platte ist nach demselben Princip wie die vorhergehende gezeichnet und repräsentirt die Fortpflanzung einer verdünnten Welle.

Platte No. 5 (Fig. 7, Taf. VIII). — Auf dieser Platte ist eine Reihe vollständiger unter sich gleicher Sinusoiden gezogen, von denen jede in Bezug auf die vorhergehende um eine gewisse constante Länge hinabsteigt. Zieht man auf der Platte irgend eine Horizontale, so schneidet sie alle Sinusoiden in gleich-abständigen Punkten, von denen die einen eine verdichtete, die anderen eine verdünnte Welle bilden; allein der Ort jeder Welle wird verschieden seyn, je nach der Lage der Horizontalaxe. Mit der Ausstreckung der Platte sieht man, wenn man sie verschiebt, die Fortpflanzung der Wellen auf gleiche Weise zweimal eintreten, was hinreicht, die Fortpflanzungsweise einer stetigen periodischen Bewegung wohl zu verstehen.

Dritte Reihe. Reflexion des Schalls und stehende Wellen.

Platte No. 6 (Fig. 6, Taf. VIII). — Diese Platte ist bestimmt, eine Idee zu geben von der Reflexionsweise des Schalls in einer offenen Pfeife, unter Betrachtung von nur einer elementaren Bewegung. Man sieht zunächst eine Condensation sich fortpflanzen; verschiebt man die Platte

bis zur Mitte, hält sie einen Augenblick an und fährt darauf fort, so sieht man die Verdünnung entstehen und sich in entgegengesetzter Richtung fortpflanzen. Führt man die Platte in ihre ursprüngliche Richtung zurück, so sieht man die Verdünnung sich durch die Reflexion in Verdichtung verwandeln. Was die Reflexion am Ende einer geschlossenen Pfeife betrifft, so genügt die Bewegung der Platten 1 und 2 in den beiden Richtungen um die Natur dieser Reflexion zu beweisen.

Platte No. 7 (Fig. 8, Taf. VIII). — Diese Platte repräsentirt die Bewegung der Luft in einer offenen Pfeife. Die in der Mitte gezogene gerade Linie ist der Knoten; an jeder Seite sind paarweise gleiche und in entgegengesetzten Sinne gewandte Sinusoiden gezogen; die Maximal-Ordinaten dieser Sinusoiden sind ihrerseits die Ordinaten einer anderen Sinusoide, conform den Gesetzen der Schwingungen in tönenden Pfeifen; überdiß hat die Platte eine solche Länge, daß die Vibrationsbewegung stetig erscheint, in welchem Sinn man auch die Platte verschiebt. Verdeckt man die Hälfte der Spalte, so hat man die Bewegung, welche dem Grundton einer verschlossenen Pfeife entspricht.

Platte No. 8 (Fig. 9, Taf. VIII). — Auf dieser Platte ist die Bewegung abgebildet, die dem zweiten harmonischen Ton einer geschlossenen Pfeife entspricht. Die beiden geraden Linien repräsentiren die Knoten. Mit dieser Platte kann man sehen, daß die Molecularbewegungen dies- und jenseits eines Bauches gleiche, und an beiden Seiten eines Knotens entgegengesetzte Richtung haben. Bedeckt man ein Drittel der Spalte, so kann man die Vibrationsbewegung in einer an beiden Enden verschlossenen Pfeife erhalten.

VII. Ueber das von übermangansaurem Kali reflectirte Licht; von Dr. Eilhard Wiedemann.

(Aus den Bericht. d. Kgl. Sächs. Gesellsch. 1873, vom Hrn. Verfasser übersandt.)

Hr. Stokes ¹⁾ hat beobachtet, daß in dem Spectrum des von festem übermangansaurem Kali reflectirten Lichtes dunkle Streifen auftreten, und daß diese Streifen bei einem bestimmten Einfallswinkel sich am deutlichsten zeigen. Ferner sollten die Minima der Helligkeit im Spectrum des reflectirten Lichtes den von übermangansaurem Kali am stärksten durchgelassenen Strahlengattungen entsprechen.

Ich habe diesen Gegenstand weiter verfolgt und neben dem an der Gränze von übermangansaurem Kali und Luft reflectirten Licht auch das an der Gränze von Benzin, Schwefelkohlenstoff und einem Gemisch der beiden Körper und des obigen Salzes reflectirte Licht untersucht. Außerdem wurde auch die Polarisation des auffallenden Lichtes berücksichtigt. Zur Herstellung der spiegelnden Flächen wurden zerriebene Krystalle des Salzes auf mattgeschliffene Glasplatten mittelst eines Achatreibers aufpolirt. Man war dadurch sicher, reine und noch nicht mit Oxyd bedeckte Oberflächen zur Untersuchung zu benutzen, was bei Anwendung von ganzen Krystallen nicht der Fall ist. Die so vorgerichtete Glasplatte wurde in ein rechtwinkliges Hohlprisma, das mit den verschiedenen Flüssigkeiten angefüllt werden konnte, so eingesetzt, daß ihre mit dem Salz bedeckte Fläche der Kante am rechten Winkel zugewendet war. Das Prisma wurde auf einen drehbaren, in Grade getheilten, kreisförmigen Tisch gestellt und directes Sonnenlicht so auf die eine Kathetenfläche geworfen, daß das an derselben gebrochene Licht auf die belegte Glasplatte auffiel und durch Reflexion aus der anderen Kathetenfläche austrat. Von da gelangte es auf den

1) *Phil. Mag.* 1852 Vol. VI, p. 393, *Pogg. Annal.* 1854, Bd. 91, S. 300.

Poggendorff's Annal. Bd. CLI.

Spalt eines Spectralapparates. Der Einfallswinkel der belegten Glasplatte wurde dadurch bestimmt, daß man das Licht von der ersten Prismenfläche in seiner eigenen Richtung zurückreflectiren ließ. Man las dann die Stellung des Tisches ab. Die Drehung des Tisches mit dem Prisma giebt unmittelbar den Einfallswinkel an der ersten Fläche. Aus diesem Winkel und dem Winkel zwischen der belegten Glasplatte und der ersten Prismenfläche, und dem Brechungsexponenten des das übermangansaure Kali berührenden Mediums läßt sich dann der Einfallswinkel an ersterer finden.

Die Lage der Streifen im Spectrum wurde vermittelt einer an dem Spectralapparat angebrachten photographirten Scale bestimmt, nachdem vorher das Fadenkreuz des Beobachtungsfernrohrs auf die Mitte des dunklen Streifens eingestellt war.

In der folgenden Tabelle I sind die Lagen der Streifen bei ziemlich großen Einfallswinkeln (s. w. u.) angegeben. Die Columnen unter *A* beziehen sich auf die Streifen in dem parallel zur Einfallsebene polarisirten Licht, die unter *B* auf die in dem senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten. Die erste Verticalcolumnne giebt die Namen der umgebenden Medien. Die Tabelle II giebt die Lagen der Absorptionsstreifen im durchgehenden Licht. Es entsprechen die Fraunhofer'schen Linien den Strichen der photographischen Scale wie folgt:

$$D = 0, E = 18, b = 21, F = 33.$$

Tabelle I.

	<i>A</i>						<i>B</i>						
Luft	7	14	22	28½			3½	9½	16½	24	32	38½	
Benzin	7½	15	23½	30	37		3½	9½	16½	24	32	38	
Gemisch von Ben- zin und Schwefel- kohlentstoff	8½	15½	23½	31½	38½	45	4	9½	16½	24½	32	39	54
Schwefelkohlentstoff	8½	16	24½	32	39½	47	3½	9½	16½	24½	32	39½	4'

Tabelle II.

$4\frac{3}{4}$ $11\frac{1}{4}$ $18\frac{1}{4}$ $26\frac{1}{4}$ $33\frac{1}{4}$.

Diese Zahlen zeigen:

1. Daß bei großen Einfallswinkeln die Streifen in dem senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Licht gegen die in dem parallel zur Einfallsebene polarisirten Licht gegen das Blau hin verschoben sind und daß in ersterem ein Streifen mehr in der Nähe von *D* auftritt.

2. Daß mit der Zunahme des Brechungsindex des umgebenden Mediums die Streifen in dem parallel zu der Einfallsebene polarisirten Licht Verschiebungen gegen das Blau hin erleiden, daß dagegen in dem senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Licht die Streifen unverändert ihre Lage beibehalten oder sie doch nur wenig ändern. Die Beobachtung der Streifen im Blau jenseits *F* ist mit großen Schwierigkeiten verbunden, wie überhaupt die ganze Untersuchung durch die Breite der Streifen und die Unmöglichkeit, vollkommene reflectirende Flächen herzustellen, sehr erschwert wird.

Eine Vergleichung der im durchgegangenen und reflectirten Licht enthaltenen Streifen zeigt, daß nie zwei solche Streifen sich decken, daß aber auch nicht erstere je in der Mitte zwischen zweien der letzteren liegen.

Für die Aenderung der Lage der Streifen mit dem Einfallswinkel hat sich ergeben, daß in dem parallel zu der Einfallsebene polarisirten Licht und ebenso in dem natürlichen die Lage der Streifen so gut wie unabhängig vom Einfallswinkel war. In dem senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Licht haben dagegen die Streifen bis zu einem bestimmten Einfallswinkel, der für

Luft	Benzin	Schwefelkohlenstoff
$58\frac{1}{2}^{\circ}$	etwa 52°	etwa 52°

betrug, dieselbe Lage wie in dem parallel zur Einfallsebene polarisirten Licht und erleiden dann bei einer kleinen Aenderung des Einfallswinkels plötzlich eine Verschiebung, die sich besonders durch das Auftreten des in der ersten

Verticalcolumnne unter *B* verzeichneten Streifens kennzeichnet. Für Winkel, die größer als die angegebenen sind, gelten demnach die obigen Tabellen.

Ganz die nämlichen Erscheinungen, wie an dem aufpolirten Salz, kann man an Krystallen beobachten. Ebenso zeigen sie sich an übermangansaurem Ammoniak, doch waren hier bisher wegen der großen Zersetzbarkeit des Salzes Messungen unmöglich.

Die obigen Beobachtungen wurden auf jede mögliche Weise verificirt. So wurde z. B. die Abhängigkeit der Lage der Streifen von dem Brechungsexponenten dadurch wiederholt festgestellt, daß man Benzin und Schwefelkohlenstoff übereinander schichtete, eine Glasplatte mit aufpolirtem übermangansaurem Kali eintauchte und unmittelbar die Spectren des an der Gränze beider Medien von dem übermangansauren Kali reflectirten Lichtes verglich. Die Streifen im Spectrum des durch den Schwefelkohlenstoff gegangenen Lichtes waren gegen die Streifen im Spectrum des durch das Benzin gegangenen Lichtes nach dem Blau hin verschoben.

VIII. *Apparat zur gefahrlosen Erzeugung und Verbrennung von Knallgas;* *von A. Gawalowski,*

Technischem Chemiker in Modřau bei Prag.

Um bequem und gefahrlos bei Vorlesungen etc. die Verbrennung von Knallgas zu zeigen, eignet sich beifolgender einfache Apparat vorzüglich (Taf. VII, Fig. 5).

Eine weithalsige Flasche *A* ist durch einen Kork geschlossen, der in einer Bohrung das weite, unten und oben offene Glasrohr *B* trägt, in welches oben bei *C* ein

weites Thon- oder Specksteinrohr derartig eingeschoben wird, daß selbes zugleich ein feines, dichtmaschiges Platin- oder Messingsieb *E* und zwei Platindrähte einklemmt, und zwar so, daß das Sieb den unteren Theil von *B* und *C* vollends trennt; in die zwei herabhängenden Drähte wird ein kleiner Eisen- oder Zinkcylinder *F* eingehängt. Im Korke ist ferner eine zweite Bohrung, welche ein Gasleitungsrohr, welches bis nahe auf den Boden der Flasche reicht und unten gegen den Flaschenrand abgebogen ist.

Die Verbindung zwischen *B* und *C* bei *a* wird durch Kitt gasdicht gemacht. Nun füllt man die Flasche mit verdünnter Schwefelsäure usw. so, daß, sobald man, bei geschlossenem Korke, bei *D* Luft einbläst, die Säure in *B* so hoch steigt, daß der kleine Cylinder *f* zum größten Theil in dieselbe taucht. Tritt dieses ein, so entsteht selbstredend eine Wasserstoffgasentwicklung. Da aber gleichzeitig das Niveau von *n* z. B. bis *s* sinken muß, so beginnt nun die eingeblasene Luft durch *B*, in Gestalt von Blasen, in die Höhe zu steigen, und mengt sich nun im oberen Raume mit dem aus *F* entwickelten Wasserstoff, wodurch Knallgas entsteht; dieß kann nun gefahrlos bei *C* entzündet werden, da das Sieb *E* eine Rückentzündung verhindert, wenigstens verzögert; überdies ist das momentane Knallgasquantum sehr gering, wird jedoch immer frisch erzeugt. Die Luft kann bei *D* auch durch Oxygen gas ersetzt werden. Läßt der Druck nach, so sinkt die Säure und beendet die Wasserstoffentwicklung.

IX. *Selbstwirkender Aussüßsapparat; von A. Gawalowski.*

Das Geräth besteht aus einer geräumigen Flasche *A* (Fig. 6 Taf. VII), die nahe am Boden einen Tubulus *d* besitzt. Der Hals ist durch einen doppelt durchbohrten Kork geschlossen, welcher erstens ein bis auf den Boden der Flasche reichendes, bei *a*₁ mit einem Hahn verschließbares Trichterrohr *a* trägt, zweitens das Schenkelrohr *b*, dessen kürzerer Schenkel durch den Kork geht und knapp unter diesem endet, dessen längerer Schenkel aber bei *b'* durch einen Schlauch zerlegbar gemacht ist. Im Tubulus *d* ferner trägt der einfach gebohrte Kork einen Röhrenhahn *c*, der bei *c*₁ nach abwärts gebogen und in eine 1^{mm} weite Spitze ausgezogen ist. Diese Spitze ist um 2^{mm} höher gelegen als das untere Ende des Schenkels *b*.

Wird nun der zu waschende Niederschlag auf das Filter gebracht, so legt man die Ausflussspitze *c'* aus Filterpapier an, während *b'* etwa in der Mitte in den Trichter hineinhängt. Wird nun *c* geschlossen, so kann durch *a'* jedes beliebige Waschmedium (warmes, ammonhaltiges, alkoholiges Wasser) gefüllt werden. Ist dies geschehen, so wird *a'* geschlossen und nun *c* geöffnet. So lange bei *b'* Luft ungehindert eintreten kann, fließt die Waschflüssigkeit ungehindert aus; erreicht jedoch das Niveau derselben das Rohr *b*, so ist der Luftzutritt gesperrt und der Ausfluß gehindert, und bleibt dies so lange bis das Niveau sinkt und *b* wieder freigiebt.

Da die Flüssigkeit, in Folge der Luftverdünnung bei *b'* etwas in die Höhe steigt, so ist dieses Rohr bei *b'* zum Abnehmen und Nachwaschen eingerichtet, daher der Apparat für quantitative Zwecke vollends dienlich.

**X. *Exsiccator zu Entwässerungen im luftverdünn-
ten Raume, ohne Anwendung der Luftpumpe;
von A. Gawalowski.***

Derselbe besteht aus einer Glasglocke (Fig. 7, Taf. VII) *B* von $7\frac{1}{2}$ Decimeter breiter Wandhöhe und 4^{mm} Wanddicke; in ihrer Handhabe ist ein Hahn *d* angebracht. Die Glocke selbst läßt sich in ein gedrehtes Untergestell von hartem Holze *A* einsenken. Dieses hat eine Totalhöhe von 7 Decimeter und hat in der Mitte eine Vertiefung *a*, welche zur Aufnahme der Schwefelsäure dient, und auf welcher der Träger *c* liegt, in der die zu trocknenden Flüssigkeiten in Tiegeln usw. eingehängt werden.

Außerdem ist im Rande des Holzklotzes *A* eine Rinne *e* eingeschnitten, die $6\frac{1}{2}$ Decimeter tief ist. In diese läßt sich die Glocke *B* bequem einsenken, und zwar derart, daß dieselbe überall der Innenwandung der Rinne nahe kommt. Schließlich ist noch ein Rollenaufzug ¹⁾ in den Fuß des Klotzes eingeschraubt; dieser erlaubt es, die Glocke an einer Darmsaite, welche um den Knopf bei *d* geschlungen ist und über die Rolle *g* gezogen wird, um 5 bis 6 Decimeter zu heben; um sie in dieser Höhe zu erhalten, bedient man sich einfach der Haken *i, i, i, i*.

In der Rinne *e* ist Quecksilber befindlich und zwar 4 Decimeter hoch. Wird nun ein Gefäß bei *c* eingesetzt, so läßt man zuerst die Glocke bis zum Boden der Rinne fallen, nachdem zuvor *d* geöffnet wurde; wird dieser Hahn nun geschlossen, so hebt man die Glocke so weit als es das äußere Niveau des Quecksilbers gestattet, etwa bei

1) Anmerkung. Der Glockenaufzug ist nicht in seiner ganzen Länge gezeichnet, da Raum für die Zeichnung gespart wurde. Wegen der Größe überhaupt eignet sich der Apparat nicht zum Hinstellen auf den Laborirtisch, sondern auf den Fußboden oder eine Bank, wobei man noch den Vortheil hat, den Fortschritt der Verdampfung bequem sehen zu können.

3 bis $3\frac{1}{2}$ Decimeter Höhe. Die Luftverdünnung ist schon daran leicht ersichtlich, daß das Quecksilber an der Glockenwand von der Innenseite emporsteigt; um nach einiger Zeit die mit Wasserdampf geschwängerten Luft-räume der Glocke von diesem zu befreien, genügt es *d* zu öffnen, die Glocke zu senken und das Manöver zu erneuern. Mit diesem Geräth kann man daher auf eine einfache, die Kosten einer Luftpumpe umgehende, Art im Vacuum abdampfen.

XI. *Filtration mit Druck; von A. Gawalowski.*

Der Apparat, welcher den Zweck hat, mittelst Druck zu filtrirende Flüssigkeiten rasch durchs Papier zu jagen, besteht aus einem verschließbaren Trichter (Fig. 8 Taf. VII), wie derselbe von G. A. Lenoir in Wien (Catalog No. 1427) geliefert wird, und einem Luftdruckapparat. Der Trichter (Fig. 9 Taf. VII) hat folgende Einrichtung: Im Hals des luftdicht schließenden Deckels befindet sich ein Kautschukpfropf *a*, der in seinen zwei Bohrungen erstens ein kleines Trichterrohr *b* trägt, das mit einem Glaskonus fest verschlossen werden kann, und an dem unteren Ende derart gebogen ist, daß es nahe an die seitliche Trichterwandung reicht, zweitens ein knieförmig gebogenes Rohr *c*, welches zum Druckapparat führt; dasselbe hat auf halbem Wege einen Glasstutzen angeschmolzen, welcher mittelst eines Quetschhahns verschlossen wird.

Im Trichter *A* selbst, der genau 60° im Winkel hat, sitzt zuerst ein kleines Schutztrichterchen aus Platin, wie dasselbe bei dem Bunsen'schen Filtrirapparat benutzt wird, und alsdann wird das Papierfilter eingelegt. Der Luftdruckapparat ist der gewöhnlich gebräuchliche Aspirator, und hat einen Hahn am Boden zum Ablassen des

überschüssigen Wassers, sowie ein kleines Quecksilbermanometer zur Beobachtung des Druckes. Der Trichter selbst hängt in einem Gestell der Berzeliuslampe und ist der obere kleinere Ring auf den Deckel aufgedrückt und festgeschraubt, um ein gewaltsames Selbstöffnen des Deckels zu verhüten.

Manipulirt wird wie folgt: nachdem der Apparat zusammengesetzt worden, wird, nach vorhergegangener Befuchtung des Filters, probeweise Luft aufs Papier gedrückt, um seine Festigkeit zu erproben. Dieß erzielt man durch Füllen des großen Aspiratortrichters; ist das Papier unverletzt geblieben, so stellt man die Druckwirkung aufs Filter dadurch ein, daß der große starke Quetschhahn mit Stellschraube, der den dickwandigen Kautschukschlauch, welcher als Verbindung des Aspirators mit dem Filtrirgeräthe dient, geschlossen wird. Nun entfernt man den Deckel des Filters und überzeugt sich, ob das Papier überall an der Wandung anliegt, schließt wieder und gießt durch das kleine Trichterrohr *b*, nachdem zuvor der Lufthahn am Glasstutzen geöffnet wurde, die überstehende klare Flüssigkeit aufs Filter. Wird nun im Trichterrohr der Glaskonus aufgesetzt und der Lufthahn geschlossen, der Luftdruck wirken gelassen, so ist in kürzester Zeit alle Flüssigkeit durchs Filter gedrückt. Man wiederholt nun, wenn nöthig, den Vorgang, oder bringt nun den Niederschlag selbst aufs Filter. Dieß geschieht rathsamer durch den Deckelhals oder nach gänzlicher Entfernung des Deckels, und es ist anzuempfehlen nur das Nachwaschwasser durch *b* einzugießen. Der Apparat selbst filtrirt sehr rasch und werden die Niederschläge besonders gut ausgewaschen und in die Spitze des Filters zusammengedrängt. Niederschlag sowohl wie Filtrat werden mit Leichtigkeit und in Kürze, ohne jeden Verlust, getrennt, daher ist das Geräth bei quantitativen Arbeiten, wo es sich um rasche Arbeit handelt, zu empfehlen.

XII. Ueber die Entstehungsweise der Kundt'schen Staubfiguren; von Dr. V. Doörák.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Sitzungsber. d. Wiener Akademie Bd. LXVIII.)

Um die Entstehung der Kundt'schen Staubrippen zu erklären, hat Stefan ¹⁾ eine ungleiche Beweglichkeit der einzelnen Staubtheile nach verschiedenen Richtungen angenommen; dieser Annahme zufolge könnten jedoch unmöglich Schichten in dem Staube entstehen, sondern bloß eine einzige Staubanhäufung an jedem Ende der den Staub enthaltenden Röhre.

Uebrigens sey hier gleich anfangs erwähnt, daß nie Schichten im Staube entstehen, so lange derselbe in der Flüssigkeit oder in der Luft frei schwebt; sie treten erst dann auf, wenn sich der Staub am Boden der Röhre gelagert und heben sich dann vom Boden aus in die Höhe. Auch kann man in einem schweren Dampf, wie schon Kundt ²⁾ bemerkt, keine Schichten durch Tönen erzeugen; ich versuchte ebenfalls erfolglos an Natriumdampf, wobei die Luft in der tönenden, das Natrium enthaltenden Glasröhre bald gar nicht, bald mehr oder weniger verdünnt war. Diese beiden Thatsachen lassen die Annahme Reitlinger's ³⁾, daß die Schichten in Geißler'schen Röhren auf dieselbe Art entstehen, wie die von Abria beobachteten, als eine gewagte erscheinen.

Um die Kundt'schen Schichten zu erklären, genügen zwei Thatsachen; die erste ist, daß der Staub in einer Röhre ungleichförmig vertheilt ist; so hat besonders die Kieselsäure eine besondere Tendenz, sich zu kleinen Flocken

1) Sitzungsberichte 1872, V. („Ueber Schichtungen in schwingenden Flüssigkeiten“).

2) Pogg. Ann. 1866, Bd. 127, S. 517. Möglichst dicker Salmiaknebel verschwand beim Tönen und der Salmiak setzte sich in den Knotenpunkten ab.

3) Sitzungsberichte 1863, S. 368.

und Häufchen zusammen zu ballen, selbst wenn man die Röhre noch so sehr hin und her wendet und schüttelt. Kundt erwähnt ebenfalls, daß es nur dann gelinge, mit Sand Rippen zu bilden, wenn derselbe ungleichförmig, mit größeren Körnern und mit Sand vermischt sey.

Zweitens bemerkt man, daß die Staubtheilchen (sowohl im Wasser als in der Luft) um so kleinere Excursionen machen, je näher sie an der Röhrenwand liegen, ohne Zweifel zufolge der Reibung.

Fängt nun die Luft oder das Wasser zu schwingen an, so werden bloß an denjenigen Stellen, wo der Staub locker genug liegt, die Staubtheile mitschwingen, während sie an den übrigen Stellen in Ruhe bleiben. Die schwingenden Staubtheile gerathen aber, wenn Stellen mit ruhenden Staubhäufchen nahe genug sind, in den Bereich derselben und bleiben in den Häufchen meistens hängen. Die bestehenden Unregelmäßigkeiten werden dadurch sofort vergrößert und alsbald treten unregelmäßig vertheilte Rippen auf.

Je stärker nun die Impulse des Mittels sind, in dem sich der Staub befindet, desto weniger Stellen werden sich finden, wo der Staub ruhig liegen bleibt; der Abstand der Rippen wird also im Mittel größer werden; darum sind auch in verdünnter Luft die Rippenabstände verhältnißmäßig kleiner als in dichter; ebenso sind die Rippenabstände im Schwingungsbauche größer, als nahe beim Knoten.

Ist die Bewegung des schwingenden Mittels so heftig, daß an keiner Stelle der Staub liegen bleibt (außer etwa im Knoten), so erfüllt der aufgewirbelte Staub gleichmäßig die Röhre, was auch ein Versuch von Neumann¹⁾ bestätigt.

An den Stellen, wo mehr Staub den Boden der Röhre bedeckt, hat die Bildung einer Rippe weniger Wahrscheinlichkeit, da die vorhandenen Unregelmäßigkeiten nur dann erhalten und vergrößert werden, wenn sie verhältnißmäßig

1) Sitzungsberichte 1870, S. 222.

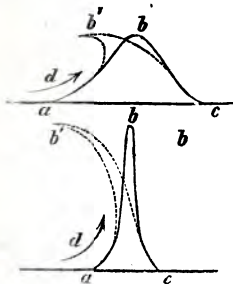
lsig groß sind; der Staub aber, der auf einer Staubunterlage ruht, liegt fast überall sehr locker und wird die Bewegung des Mittels leichter mitmachen als ein solcher, der unmittelbar an der Röhrenwand aufliegt. Nach den Versuchen von Kundt und Neumann ist auch der Abstand der Schichten an den Stellen, wo mehr Staub liegt, größer.

Denken wir uns eine kleine Rippe so nahe bei einer großen, daß ihr Abstand kleiner ist, als die Excursionen der den Gipfel der Rippe bildenden Staubtheile. Diese Excursionen sind gewöhnlich nicht viel kleiner als die des Mittels, während weiter gegen die Basis der Rippe, wie die Erfahrung zeigt, die Excursionen rasch abnehmen; die Basis selbst ist stets ruhend. Es werden sich nun die schwingenden Staubtheile, von dem Gipfel der kleineren Rippe in der großen Rippe verfangen, denn der Gipfel der größeren Rippe liegt höher als der der kleineren. Von der großen Rippe zur kleineren werden aber fast keine Staubtheile hinzukommen und die kleinere Rippe wird demnach bald verschwinden. Es werden sich daher zwei Rippen, deren Abstand etwas kleiner ist als die Amplitude der oberen schwingenden Staubtheile, nicht lange halten können, sondern die eine wird in die andere übergehen. Man sieht deshalb, wenn man z. B. eine Pfeife nur ganz kurz anbläst, daß die Rippen beträchtlich dicht liegen, während bei anhaltend fortgesetztem Blasen der Rippen-

abstand immer breiter wird, weil sich immer mehr Rippen verlieren.

Es bleibt nur noch zu erklären, wie so sich aus den Rippen verticale Staubwände erheben. Wie zuvor erwähnt wurde, schwingen die Staubtheile am Gipfel einer Rippe mit beträchtlich größeren Amplituden als die was tiefer gelegen; es hat also Rippe *abc* (Fig. 1, *a*) während größter Excursion nach links beiläufig

Fig. 1, *a*.



den Querschnitt abc ; geht nun die Excursion des schwingenden Mittels nach rechts, so staut sich das Mittel an dem unteren unbeweglichen Theil der Rippe bei d , dies hat bei Luft eine kleine Verdichtung zur Folge, welche sich nach oben ausgleicht und einigen Staubtheilchen eine kleine Bewegungscomponente nach aufwärts ertheilt; bei Wasser entsteht eine kleine Strömung nach aufwärts. Da sich der Vorgang sehr rasch wiederholt, so werden die Staubtheile nicht Zeit haben, so weit herabzusinken, als sie jedesmal gehoben werden, und die ganze Rippe wird sich heben. Noch besser einleuchtend ist diese Wirkung der Stauung dann; wenn die Rippe schon höher ist (Fig. 1, b); die Schicht hat (wie auch die Beobachtung lehrt) während der größten Excursion den Querschnitt $a'b'c$; man sieht leicht, wie durch die Stauung des Mediums bei d der obere überhängende Theil der Rippe eine Bewegungscomponente nach aufwärts erhält.

Fig. 2.



Kundt hat in cylindrischen, mit Lycopodium bestäubten Röhren mehrere Arten von Staubfiguren beobachtet. In Fig. 2 erklärt sich der Staubring ¹⁾ auf folgende Art: Um die Knotenstelle k herum am Boden der Röhre ist die Luftbewegung zu schwach, um den Staub zu bewegen; doch ist sie noch stark genug, um den Staub von oben und von den Seiten theilweise hinabzuwerfen, denn hier kommt den Luftimpulsen noch die eigene Schwere des Staubes zu Hülfe. In dem Querschnitte, der den Knoten enthält, rückt der Staub von den Seitenwänden hinab bis a und a' , und bleibt dort ruhig liegen. Nehmen wir einen anderen tiefer gelegenen Punkt b , so

- 1) Dieser hat bei d niemals solche Rippen, deren Richtung zu den Parallelrippen der Röhre senkrecht steht, wie es bei Kundt in seiner ersten Abhandlung, dann bei Tyndall („der Schall“) besonders in der deutschen Ausgabe gezeichnet ist; in der zweiten Abhandlung von Kundt (Pogg. Ann. 1866, Bd. 128, Taf. X, Fig. 5) ist am Staubring keine Rippung mehr gezeichnet.

ist dort die Neigung der cylindrischen Röhrenwand kleiner; es wird daher eine etwas grössere Kraft dazu gehören, um den Staub von der Röhrenwand abzuschütteln: dieses tritt also etwas weiter vom Knoten ein, wo die Luftexcursionen schon grösser sind, etwa bei *c*. Man sieht auf diese Art leicht, daß die Gränze, bis zu welcher der Staub vor den Wänden der Röhre abgeschüttelt werden kann, einen im allgemeinen elliptischen Ring bilden wird, jedoch nur in dem Fall, daß das Pulver nur ganz wenig an der Röhrenwand haftet, so daß seine eigene Schwere gegen seine Adhäsion nicht zu vernachlässigen ist, denn sonst hätte die Neigung der Röhrenwand auf das Haften des Pulvers an derselben keinen Einfluß.

Fig. 3.



Fig. 3, die ebenfalls Kundt als eine besondere Art von Staubfiguren anführt, reducirt sich auf (Fig. 2) und entsteht, wie ich mich überzeugt habe dann, wenn der Staub in der Röhre *einseitig* vertheilt ist.

Fig. 5 bildet sich dann, wenn die Luftbewegung zu heftig ist; der Staub wird aufgewirbelt und bleibt, sobald er auf einen Knoten kommt, dort liegen.

Fig. 4.



Es giebt noch andere Modificationen bei Staubfiguren, die sich auf ähnliche Art wie die angeführten erklären lassen.

Kundt spricht die Ansicht aus, daß die von ihm an Flammen beobachteten Schichten den Staubrippen analog sind; nach den Untersuchungen des Hrn. Prof. E. Mach¹⁾ über die Flammen in Pfeifen ist natürlich an diese Analogie nicht mehr zu denken.

Schließlich will ich noch bemerken, daß man mit kleinen Schroten im Wasser auch eine Art Rippen erzeugen kann. Ich gab in eine mit Wasser gefüllte Röhre von rechteckigem Querschnitte auf den oberen horizontal gestellten Boden so viel kleine Schrote, daß etwa ein Drittel der Bodenfläche mit ihnen bedeckt war; die Schrote

1) Optisch-akustische Versuche. Prag 1873. Calve.

waren sehr schön gleichmässig und kugelförmig. Die nach aufwärts gerichteten Enden der Röhre waren rund und mit verstöpselten Stücken von einem dicken Kautschuckschlauche versehen; oben war die Röhre durch Glas verschlossen. Durch taktmässiges Drücken des einen Schlauchstückes gerieth das Wasser und die Schrote, wo sie nicht dicht zusammenlagen, in Oscillation; die Stellen, wo die Schrote dicht lagen, bildeten die Grundlage für die Rippenbildung. Mit einiger Uebung erhält man zuweilen ziemlich regelmässige Schichten.

Auch erhielt ich in einer mit Wasser gefüllten Glasröhre, die durch Reiben mit einem nassen Tuch zum Tönen gebracht wurde, Rippen, zuweilen von einer solchen Feinheit, daß sie kaum mit freiem Auge von einander zu unterscheiden waren. Zur Erzeugung der Schichten wurde aufgeweichtes Schiefspulver angewandt, welches jede Art von Schichten, selbst die feinsten, besonders gut zu zeigen vermag.

Sämmtliche Versuche wurden im physikalischen Laboratorium der Prager Universität ausgeführt.

XIII. Ueber ein von Hrn. Siemens construirtes Capillar-Galvanoskop.

(Aus d. Monatsbericht. d. Akademie 1874 Febr.)

Hr Siemens legte der Klasse ein von ihm construirtes Capillar-Galvanoskop vor, welches vorzugsweise die Bestimmung hat, Widerstandmessungen an submarinen Kabeln auf schwankenden Schiffen zu ermöglichen:

Das Instrument ist eine Modification des Lippmann'schen Capillar-Elektrometers ¹⁾. Es besteht aus zwei

1) Ann. Bd. 149, S. 546.

senkrecht im ohngefähren Abstände von 3 Cm. von einander auf einem kleinen Brette befestigten weiten Glasröhren. Dicht über der Oberfläche des Brettchens sind dieselben durch ein schwach nach oben gebogenes dünnes Glasrohr von etwa $\frac{1}{2}$ Mm. innerer Weite verbunden. Unter diesem capillaren Verbindungsrohre wird auf dem Brettchen eine Scale mit Millimetertheilung befestigt. Die beiden weiten senkrechten Glasröhren nebst dem capillaren Verbindungsrohre werden nun luftfrei mit reinem Quecksilber so gefüllt, daß in der Mitte des Capillarrohres der Quecksilberfaden durch einen einige Millimeter langen Schwefelsäurefaden unterbrochen wird. Bei einiger Uebung läßt sich diese Füllung leicht luftfrei herstellen.

Vor der Lippmann'schen Anordnung, bei welcher das Capillarrohr zur Hälfte mit Quecksilber und zur Hälfte mit Schwefelsäure gefüllt ist, hat die oben beschriebene wesentliche Vorzüge. Bei der Lippmann'schen Anordnung ist die Verschiebung des Meniscus, welche durch die mit der Polarisirung verknüpfte Veränderung der Capillar-Constante hervorgerufen wird, weit geringer, da durch die Verlängerung oder Verkürzung der Quecksilbersäule im senkrechten Capillarrohre eine schnell wachsende Gegenkraft hervorgerufen wird, welche die Verschiebung begränzt. Bei der beschriebenen Anordnung findet dagegen keine merkliche Veränderung des Niveaus der Quecksilberkuppen der weiten senkrechten Röhren statt. Es ist daher sogar nothwendig, das Capillar-Verbindungsrohr schwach nach oben zu krümmen, damit nicht schon der schwächste Strom den Schwefelsäure-Tropfen ganz aus dem Rohre hinaustreibe. Sollte dies jedoch bei Benutzung zu starker Ströme einmal eintreten, so bleibt der Schwefelsäure-Tropfen durch Adhäsion an der Mündung des Capillarrohres haften und kehrt bei Umkehr des Stromes wieder zurück. Ein zweiter wesentlicher Vorzug der beschriebenen Anordnung besteht darin, daß bei derselben beide den Schwefelsäurefaden begränzende Quecksilberkuppen polarisirt werden, wodurch die ver-

schiebende Kraft verstärkt und für beide Stromrichtungen gleich groß wird. Endlich ist der durch die Adhäsion der Schwefelsäure an der Glaswand des Capillarrohres erzeugte Widerstand gegen die Verschiebung bei der beschriebenen Construction der Kürze des Schwefelsäurefadens wegen eine weit geringere.

Soll das Instrument gegen die Schiffsschwankungen unempfindlich gemacht werden, so werden die senkrechten Glasröhren mit Ansatzröhren versehen, welche nach Innen gebogen sind, so daß die Quecksilberkuppen derselben nahe zusammen über der Mitte des Capillarrohres liegen.

Ein die Benutzung dieses Capillar-Galvanoskops erschwerender Uebelstand ist der, daß der Schwefelsäurefaden nach geschehener Ablenkung durch einen Strom nur äußerst langsam in seine Ruhelage zurückkehrt, wenn auch für die Depolarisirung der Quecksilberkuppen durch metallische Verbindung der beiden Quecksilbersäulen gesorgt wird. Wird jedoch dieselbe Elektrizitätsmenge, welche die Polarisirung bewirkte, in entgegengesetzter Richtung durch das Instrument geschickt, so kommt der Faden schnell und genau wieder in seine ursprüngliche Lage. Man bewirkt dies leicht dadurch, daß man in den Stromkreis einen Condensator einschaltet, durch dessen Ladung die Verschiebung des Fadens und durch dessen Entladung die Zurückführung desselben erfolgt. Zu exacten Messungen läßt sich das Instrument nur dann verwenden, wenn sehr große Widerstände und beträchtliche elektromotorische Kräfte im Spiele sind. Ist die elektromotorische Kraft der Kette nicht mindestens $\frac{1}{50}$ Daniell, so erfolgt keine merkbare Verschiebung des Fadens. Dem ungeachtet wird das Instrument in vielen Fällen ein nützliches Hilfsmittel werden, namentlich dann, wenn sehr große Widerstände im Stromkreis enthalten sind. Diese verlangsamten zwar die Bewegung des Schwefelsäurefadens, sind aber auf die Größe seiner Verschiebung ganz ohne Einfluß.

XIV. *Der absolute Nullpunkt der Wärme; von Professor Koppe in Soest.*

Der in der praktischen Physik in Anwendung kommende Satz, daß *die Zuwächse, welche ein Volum eines permanenten Gases bei zunehmender Temperatur, aber unverändertem Drucke erfährt, sich wie die Zunahmen der Temperatur verhalten*, kann für die theoretische Physik keine Gültigkeit haben, da dieser Satz mit sich selbst im Widerspruch steht.

Bezeichnen wir nämlich den von einem Gase erfüllten Raum mit v und die Temperatur desselben, gemessen nach irgend einer Thermometerscale, mit t , ferner den Raum, welchen dieses Gas bei der Temperatur Null einnimmt, mit v_0 und die Gröfse, um welche dieser letztere Raum sich erweitert, wenn die Temperatur um einen Grad erhöht wird, mit αv_0 , so ist, wenn in allen drei Fällen der Druck, welchem das Gas unterworfen ist, derselbe bleibt, zufolge des obigen Gesetzes

$$v - v_0 = \alpha t v_0, \text{ also } v = v_0 (1 + \alpha t),$$

und wenn wir den Raum, welchen die nämliche Gasmasse bei der Temperatur t' und unter unverändertem Drucke einnehmen würde, mit v' bezeichnen,

$$v' = v_0 (1 + \alpha t') = \frac{v(1 + \alpha t')}{1 + \alpha t} \quad . \quad . \quad . \quad (1).$$

Nehmen wir irgend einen anderen Punkt der Thermometerscale, welche sich von dem bisher angenommenen Nullpunkte um τ Grad unterscheidet, als Nullpunkt an, so erleidet die im Vorhergehenden ausgeführte Entwicklung die einzige Abänderung, daß wir jetzt $t \pm \tau$ u $t' \pm \tau$ an die Stelle von t und t' zu setzen haben; wir erhalten so

$$v' = \frac{v[1 + \alpha(t' \pm \tau)]}{1 + \alpha(t \pm \tau)} \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Aus der Verknüpfung der beiden Gleichungen (1) und (2) geht weiter die Gleichung

$$(1 + \alpha t')(1 + \alpha t \pm \alpha \tau) = (1 + \alpha t)(1 + \alpha t' \pm \alpha \tau) \quad (3)$$

und hieraus

$$\alpha^2 t' \tau = \alpha^2 t \tau \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

hervor. Diese Gleichung kann aber, da τ als von Null verschieden angenommen ist, nur dann gelten, wenn entweder α oder $t - t' = 0$ ist, also von einer Aenderung des Volums keine Rede seyn kann; in allen anderen Fällen, in denen sich das Volum ändern kann und muß, widerspricht sich dieselbe.

Anders verhält sich dies, wenn wir das Ausdehnungsgesetz der Gase also fassen: *Für gleiche Temperaturzuwächse vergrößert sich bei ungeändertem Druck das Gasvolum stets in demselben Verhältnisse.*

Wächst also das Gasvolum v bei einer Temperaturzunahme von 1° um αv , geht dasselbe folglich in $v(1 + \alpha)$ über, so verwandelt es sich nach dem eben ausgesprochenen Gesetze bei einer Temperaturveränderung von $+t'$ in

$$v' = v(1 + \alpha)^{\pm t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5),$$

wofür wir allerdings, wenn α vielmal kleiner als 1 ist, auch näherungsweise

$$v' = v(1 \pm \alpha t)$$

setzen können. Nur diese näherungsweise richtige, also eigentlich *fehlerhafte Gleichung führt auf einen Nullpunkt der Wärme, was in keiner Weise bei der richtigen Gleichung (5) der Fall ist.*

**XV. Bemerkung über Zöllner's „Photometrische Untersuchungen usw. Leipzig 1865“;
von Dr. Astr. J. W. von Berg.**

Auf Seite 12 bis 15 des in der Ueberschrift citirten Werkes, sucht Hr. Zöllner zu beweisen, daß der von A. Beer in seinem 1854 erschienenen: „Grundriß des photometrischen Calcüls“ S. 6, gegebene theoretische Beweis des von Lambert entdeckten Emanationsgesetzes eine *petitio principii* enthalte. Ich erlaube mir nun hier aufmerksam zu machen, daß die angegriffene Stelle: „*wenn dieses Element mit derselben Energie wie ε Licht entwickeln würde*“, von Hrn. Zöllner, meiner Meinung nach, in einem für A. Beer nachtheiligen Sinne aufgefaßt worden ist. Beer hat hier offenbar nichts weiter sagen wollen, als daß das Element ε' , als auch das Element ε , so zu sagen, Stücke ein und derselben leuchtenden Fläche sind; und nur in einem solchen Falle sind die von ihnen ausströmenden Lichtmengen vergleichbar.

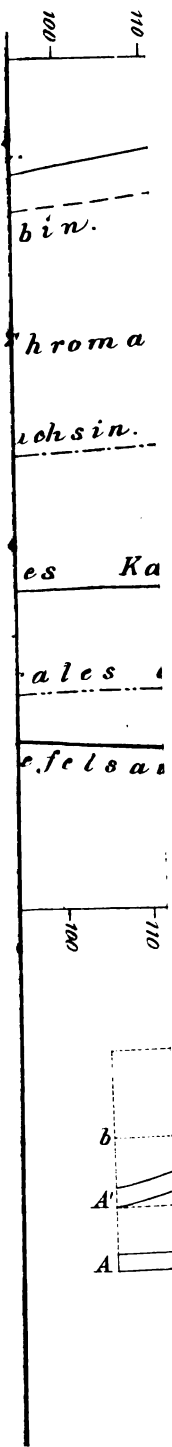
Wilna, Sternwarte 1874, April $\frac{22}{10}$.

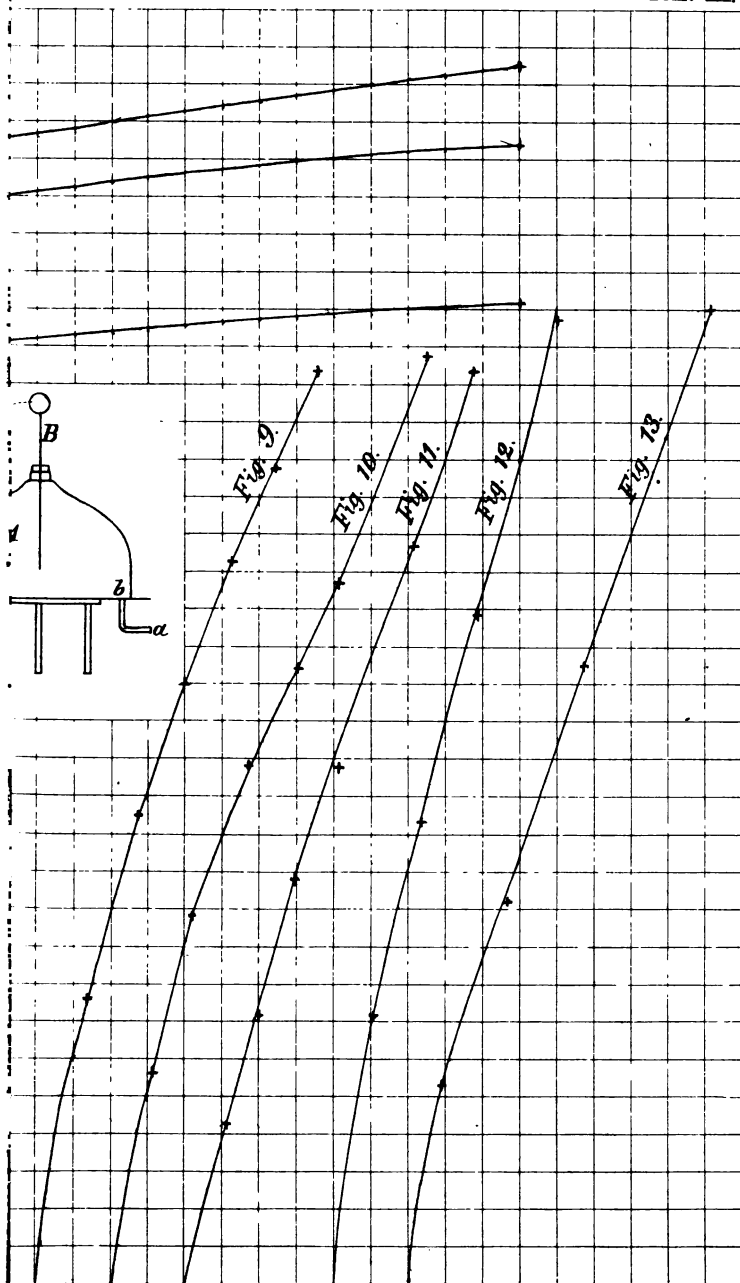
50	Ag	4
45		F. Fuchsin.
40		AY. Anilinviolett.
35		C. Kupfer.
30	B	J. Indigo.
25		B. Blaustein.
20	J	Ag. Silber.
15		
10		
5		

	Ag	5
75		
70		
65		
60		
55		
50		
45		
40		
35		
30		
25		
20		
15		
10		
5		

65	Ag	6
60		
55		
50		
45		
40		
35		
30		
25		

A. W. Schade's Buchdruckerei (L. Schade) in Berlin, Stallschreiberstr. 47.





Juli 1.

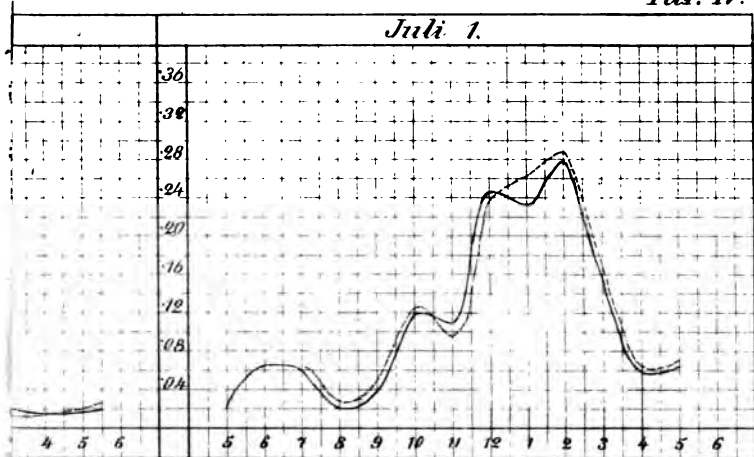
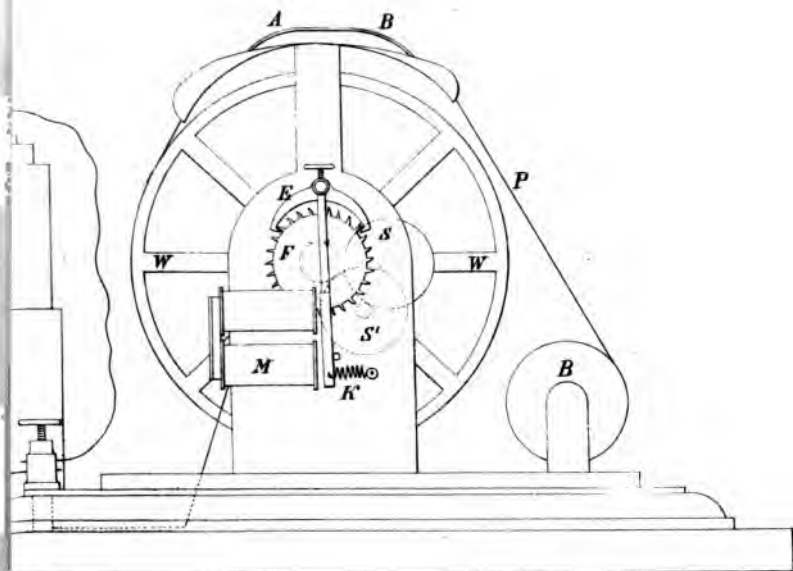
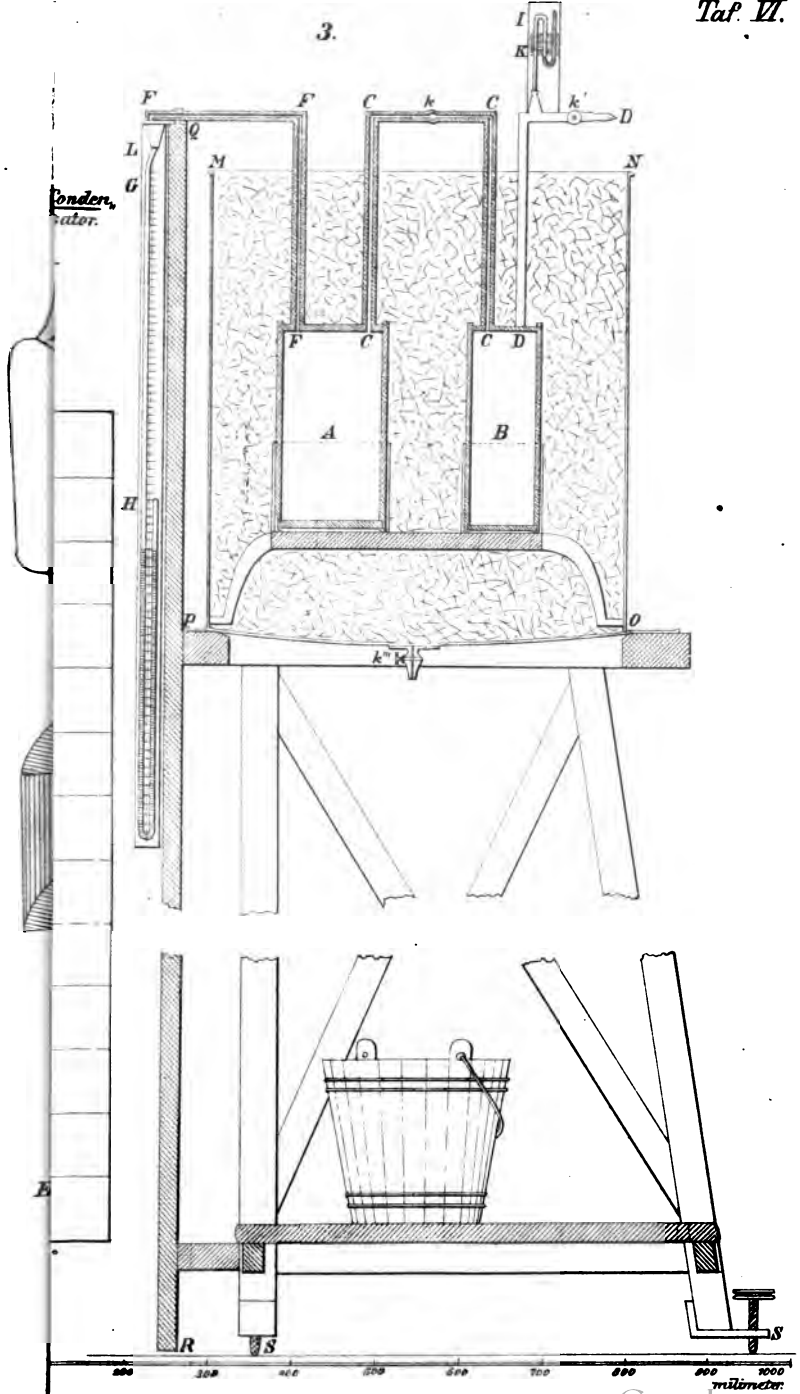


Fig. 2.





85
1000
1000



Condensator.

